BESTIMMUNG DER DICKE UND DIELEKTRIZITÄTSZAHL EBENER DIELEKTRISCHER SCHICHTEN MIT HILFE VON FREIRAUM - IMPULSREFLEKTOMETRIE IM MIKROWELLEN - BEREICH

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines

Doktor-Ingenieurs

der

Abteilung für Elektrotechnik

an der Ruhr-Universität Bochum

von

Friedhelm Caspers

Bonn

Bochum 1982

BESTIMMUNG DER DICKE UND DIELEKTRIZITÄTSZAHL EBENER DIELEKTRISCHER SCHICHTEN MIT HILFE VON FREIRAUM - IMPULSREFLEKTOMETRIE IM MIKROWELLEN - BEREICH

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines

Doktor-Ingenieurs

der

Abteilung für Elektrotechnik

an der Ruhr-Universität Bochum

von

Friedhelm Caspers

Bonn

Bochum 1982

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Dissertation eingereicht am: 13.1.1982

Tag der mündlichen Prüfung: 12.5.1982

Referent: Prof. Dr. rer. nat. H. Severin

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. W. Klein

Verzeichnis häufig verwendeter Formelzeichen VI

1. Einleitung 1

2. Reflexion ebener Wellen an einer Struktur dielektrischer Schichten 4

2.1 Allgemeine Darstellung 4

2.2 Reihendarstellung des Reflexionsfaktors 8

2.3 Betrachtung des Sonderfalls dünner Schichten 12

3. Zusammenhang zwischen den an den Antenneneingängen meßbaren Größen und den Parametern der Schichtstruktur 14

3.1 Elimination des Einflusses der räumlichen Begrenzung der homogenen Schichtstruktur durch Zeitfilterung 14

3.2 Darstellung der Streumatrix der Antennen-Schichtstruktur-Konfiguration über eine Entwicklung des Antennenfeldes nach ebenen Wellen 16

3.3 Ableitung einer Näherungslösung 25

3.4 Diskussion der Güte der Näherungslösung 32

4. Rekonstruktion der Schichtstruktur 42

4.1 Allgemeines 42

4.2 Bestimmung der Laufzeiten und Amplituden der Einzelreflexionen aus Messungen mit bandbegrenzten Impulsen 44
4.2.1 Grenzen bei der direkten Auswertung der Echofunktion 44
4.2.2 Lineare Filterung (Inverses Filter) 46
4.2.3 Sukzessives Subtraktionsverfahren 51
4.2.4 Weitere Methoden zur Bestimmung der Größen A_ν und T_ν 55

4.3 Bestimmung der Dicken und Dielektrizitätszahlen der einzelnen Schichten 57

5. Experimentelle Untersuchungen 60

5.1 Allgemeines 60

5.2 Meßaufbau 60
5.2.1 Impulsgenerator 60
5.2.2 Antennen für kurze Impulse 64
5.2.3 Präzisions - Zeitbereichsmeßplatz 74
5.2.4 Kompaktes Kurzimpulsradargerät 82

5.3 Experimentelle Erprobung von Rekonstruktionsverfahren 83
5.3.1 Vorversuche in der Koaxialleitung 83
5.3.2 Messungen an einem metallischen und dielektrischen "Halbraum" 86

5.3.3 Messungen an Schichtstrukturen 88
5.3.4 Bestimmung der Dicke von Mauerwerk und Asphaltschichten 91

6. Weitere Anwendungen des Meßverfahrens 92

6.1 Messung der Dielektrizitätszahl von feuchtem Kohlepulver 92

6.2 Messungen an einzelnen dünnen Schichten 95
6.2.1 Messungen an dielektrischen Folien 95
6.2.2 Messungen an Widerstandsfolien 96

7. Zusammenfassung 97

8. Anhang 99

9. Literaturverzeichnis 111

Verzeichnis häufig verwendeter Formelzeichen

a	Aperturbreite einer Hornantenne
a_1, a_2	Wellenkoeffizienten der auf die Antenneneingänge zulaufenden Wellen
$A_\perp(\vec{K})$, $A_\parallel(\vec{K})$	Wellenkoeffizienten der auf die Antennenapertur zulaufenden, senkrecht bzw. parallel polarisierten ebenen Wellen
A_ν	Amplitudenfaktor der Echofunktionen
b	Aperturhöhe einer Hornantenne
b_1, b_2	Wellenkoeffizienten der von den Antenneneingängen weglaufenden Wellen
$b_D(t)$	Echofunktion für die Struktur dielektr. Schichten
$b_M(t)$	Echofunktion für die Metallplatte
$B_\perp(\vec{K})$, $B_\parallel(\vec{K})$	Wellenkoeffizient der von der Antennenapertur weglaufenden, senkrecht bzw. parallel polarisierten ebenen Wellen
$B_D(j\omega)$	Fouriertransformierte von $b_D(t)$
$B_M(j\omega)$	Fouriertransformierte von $b_M(t)$
c	Vakuumlichtgeschwindigkeit
D	Abstand zwischen den Antennen und der ersten Grenzschicht
d_n	Schichtdicke der n-ten Schicht
d_{eff}	effektive Dicke (siehe Gl. (3.30))
$\vec{E}(\vec{r})$	Vektor der elektrischen Feldstärke
$\vec{E}^i$	Vektor der einfallenden elektromagnetischen Welle
$\vec{E}^r$	Vektor der reflektierten elektromagnetischen Welle
$E_{o\perp}$	Komponente des elektrischen Feldes senkrecht zur Einfallsebene
$E_{o\parallel}$	Komponente des elektrischen Feldes parallel zur Einfallsebene

f	Frequenz
$F(\ )$	Operator der Fouriertransformation
$\vec{H}(\vec{r})$	Vektor der magnetischen Feldstärke
$H_D(j\omega)$	Übertragungsfunktion der Antennenkonfiguration mit der Struktur dielektrischer Schichten
$H_F(j\omega)$	Filterfunktion
$H_M(j\omega)$	Übertragungsfunktion der Antennenkonfiguration mit Metallplatte
j	Imaginäre Einheit $\sqrt{-1}$
k_o	Wellenzahl des freien Raumes
$\vec{K}$	transversaler Wellenzahlvektor
k_x, k_y	Komponenten des Vektors $\vec{K}$
$K_{DM}(\tau)$	Kreuzkorrelationsfunktion
$K_{MM}(\tau)$	Autokorrelationsfunktion
$n(t)$	Rauschspannung
$\lvert N(j\omega)\rvert^2$	spektrale Rauschleistungsdichte
p	Summationsindex über die Ordnungszahlen der durchlaufenen Schichten
P_W	Wirkleistung
$\vec{r}$	Ortsvektor
$r_\perp(\vec{K})$	Reflexionsfaktor der senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Welle für gesamte Schichtstruktur
$r_\parallel(\vec{K})$	Reflexionsfaktor der parallel zur Einfallsebene polarisierten Wellen für gesamte Schichtruktur
$r_\perp^e(\vec{K})$, $r_\parallel^e(\vec{K})$	Einzelreflexionsfaktoren, allgemein
$\tilde{r}_\perp(\vec{K})$, $\tilde{r}_\parallel(\vec{K})$	von Laufzeitterm befreite Einzelreflexionsfaktoren (siehe Gl. (3.21))
$r_\nu^{(m)}(\vec{K})$	Einzelreflexionsfaktor der Ordnungsnummer ν, m-fach Reflexion

$\vec{s}$	Vektor, der den geometrischen Antennenversatz beschreibt
s	Betrag des Vektors $\vec{s}$
s_x, s_y	Komponenten des Vektors $\vec{s}$
$S_\perp(\vec{K})$, $S_\parallel(\vec{K})$	Streumatrixelemente für Antennenkonfiguration (siehe Gln. (3.2) und (3.16))
(S_e), (S_A), (S_R)	Untermatrizen der Streumatrix der Antennenkonfiguration
t	Zeit
T_r	Laufzeit eines Einzelechos der Echofunktion
$\vec{u}_\perp$	Einheitsvektor, senkrecht zur Einfallsebene einer ebenen Welle
$\vec{u}_\parallel$	Einheitsvektor, parallel zur Einfallsebene einer ebenen Welle
$\vec{u}_i$	Einheitsvektor in Richtung der einfallenden Welle
$\vec{u}_r$	Einheitsvektor in Richtung der reflektierten Welle
$\vec{u}_t$	Einheitsvektor in der xy-Ebene, parallel zur Projektion von $\vec{u}_i$ in xy-Ebene
Z_o	Feldwellenwiderstand des freien Raumes
$\Gamma(j\omega)$	Quotient zwischen der Übertragungsfunktion $H_D(j\omega)$ für die Struktur dielektrischer Schichten und $H_M(j\omega)$ für die Metallplatte (siehe Gl. (3.20))
$\Gamma^e(j\omega)$	zu einer Einzelreflexion gehörender Wert von $\Gamma(j\omega)$
$\gamma(t)$	inverse Fouriertransformierte von $\Gamma(j\omega)$
ε_r	relative Dielektrizitätszahl, allgemein
$\varepsilon_{r,n}$	relative Dielektrizitätszahl der n-ten Schicht
ε_r'	Realteil der komplexen Dielektrizitätszahl
ε_r''	Imaginärteil der komplexen Dielektrizitätszahl

λ_o	Freiraumwellenlänge
Λ	Quotient zwischen dem Wert der Funktion $\Gamma(j\omega)$ für die Antennen-Schicht-Konfiguration und demjenigen für den Fall einer senkrecht einfallenden ebenen homogenen Welle
$\Lambda_\nu^{(m)}$	zu einer Einzelreflexion gehörender Quotient Λ
μ_p	Zahl, die die Häufigkeit mit der eine bestimmte Einzelreflexion die p-te Schicht durchläuft angibt
Π	Produktzeichen
$\rho_{\perp,n}$, $\rho_{\parallel,n}$	Reflexionsfaktoren an der n-ten Grenzschicht unter der Annahme, daß keine weitere Grenzschicht vorhanden ist
$\rho_{o,n}$	Wert von $\rho_{\perp,n} = \rho_{\parallel,n}$ für senkrechten Einfall
Σ	Summationszeichen
τ_ν	Laufzeiten
ω	Kreisfrequenz

Koordinatensysteme

(x, y, z)	kartesisches Koordinatensystem mit Einheitsvektoren $\vec{u}_x$, $\vec{u}_y$ und $\vec{u}_z$
(r, Θ, Φ)	Kugelkoordinatensystem

Weitere Symbole

$\lvert a \rvert$	Betrag der Zahl a
$\lvert \vec{A} \rvert$	Betrag des Vektors $\vec{A}$
(A)	Matrix
$(A)^t$	Transponierte der Matrix (A)
$(A)^*$	Konjugierte der Matrix (A)
$(A)^{-1}$	Inverse der Matrix (A)

1. Einleitung

In der Technik ist häufig die Möglichkeit einer berührungslosen Messung der Dicke und/oder Dielektrizitätszahl der Einzelschichten einer Struktur dielektrischer Schichten von Interesse. Als Beispiele für solche Schichtstrukturen seien Kohlenflöze, Asphaltschichten im Straßenbau, Schüttgüter auf Förderbändern, Eisschichten und Kunststoffplatten und -folien genannt.

Für die Messung der Dicke allein werden in manchen Bereichen Ultraschallverfahren verwendet. Diese scheiden jedoch bei der Forderung einer berührungslosen Dickenmessung praktisch aus. Für diesen Fall und den Fall, daß die Bestimmung von Dielektrizitätszahlen erforderlich wird, müssen elektromagnetische Wellen benutzt werden. Wenn die Schichtdicken kleiner als einige Zentimeter werden, so ist im allgemeinen zur Erzielung einer hinreichenden Auflösung ein Breitbandsystem im Mikrowellenbereich notwendig. Da die zu untersuchende Struktur häufig nur von einer Seite her zugänglich ist, sind ausschließlich Reflexionsmessungen immer anwendbar. Weiterhin sind praktisch vorkommende Strukturen - z.B. ein Schüttgut auf dem Förderband - in vielen Fällen nur in einem begrenzten Tiefen- und Transversalbereich als ebene Schichten zu betrachten. Um für die Auswertung der Meßdaten nach Dicke und Dielektrizitätszahl jedoch trotzdem von einer idealen, unendlich ausgedehnten Schichtstruktur ausgehen zu können, ist eine Ausblendung des störenden Hintergrund- und Randeinflusses aufgrund von Laufzeitunterschieden notwendig. Dies macht eine Auswertung im Zeitbereich erforderlich.

Bei der genaueren Betrachtung dieses Meßproblems ergeben sich die folgenden Teilaufgaben:

1.) Der exakte Zusammenhang zwischen dem von der Schichtstruktur reflektierten sowie von der Antenne empfangenen Signal und den Daten der Schichtstruktur ist wegen der Abweichung des Antennenfeldes von dem einer ebenen homogenen Welle sehr kompliziert und nicht geschlossen angebbar. Für die praktische Aus-

wertung muß daher ein einfacher Näherungszusammenhang gefunden und sein Gültigkeitsbereich diskutiert werden.
2.) Das empfangene Signal (Echo) enthält im allgemeinen sowohl Anteile von Einfach- als auch von Mehrfachreflexionen an den Grenzschichten. Diese Anteile sind in eindeutiger Weise den einzelnen Grenzschichten zuzuordnen.
3.) Bei relativ dünnen Schichten (einige cm) kommt es zu einer zeitlichen Überlappung der zu den einzelnen Grenzschichten gehörenden Echoanteile. Trotzdem besteht die Forderung, diese Anteile voneinander zu trennen (Auflösung) und im Sinne der Schichtrekonstruktion auszuwerten.
4.) Die für die hohe Auflösung notwendige Bandbreite ($\Delta f >$ 1 GHz) macht eine Aufzeichnung des Echosignals mit Hilfe eines Echtzeitoszillographen beim derzeitigen Stand der Technik praktisch unmöglich. Es bietet sich jedoch der Einsatz der Samplingtechnik (bis 18 GHz) an.
5.) Die Abstrahlung sehr kurzer Impulse mit ausreichender Energie erfordert unter anderem einen Impulsgenerator hoher Anstiegsrate und Breitbandantennen geringer Dispersion.
6.) Die Notwendigkeit präziser Aufzeichnung des Echosignals bedingt Maßnahmen zur Stabilisierung des Sampling-Systems (Stabilisierung der Zeitbasis, Regelungssystem zur Driftverringerung).

Zur Behandlung der feldtheoretischen Seite des Problems (Teilaufgabe 1) werden im zweiten Kapitel zunächst einige Gleichungen zur Reflexion ebener Wellen an dielektrischen Schichtstrukturen bereitgestellt. Mit deren Hilfe erfolgt dann im Kapitel 3 die Lösung des Rückstreuproblems für die Antennen-Schichtstruktur-Konfiguration über die Entwicklung des Antennenfeldes nach ebenen Wellen in allgemeiner Darstellung. Die numerische Lösung des Problems sowie verschiedene "geschlossene" Näherungslösungen dienen zur Abschätzung des Fehlers einer einfachen Näherungsbeziehung, die der Schichtrekonstruktion zugrunde gelegt wird. Das vierte Kapitel behandelt das eigentliche Rekonstruktionsverfahren für den Fall verlust- und dispersionsarmer Schichten, nämlich die Bestimmung der Dicken und Dielektrizitätszahlen aus dem Echosignal. Dabei werden die Teilaufgaben 2 und 3 (siehe oben)

im Detail untersucht. Im ersten Teil des fünften Kapitels erfolgt die Diskussion der gerätetechnischen Voraussetzungen des Verfahrens, wobei unter anderem auf den Aufbau eines Impulsgenerators (Avalanchetransistor mit Speicherschaltdiode) ,einer dispersionsarmen Steghohlleitungshornantenne und eines rechnergesteuerten stabilisierten Samplingsystems eingegangen wird. Im zweiten Teil von Kapitel 5 werden einige bei der Erprobung des Verfahrens erzielte Ergebnisse vorgestellt. Im sechsten Kapitel findet sich dann die Beschreibung einiger Sonderfälle mit von der ursprünglichen Thematik etwas abweichender Fragestellung.

2. Reflexion ebener Wellen an einer dielektrischen Schichtstruktur

2.1 Allgemeine Darstellung

Es ist die Aufgabe dieses zweiten Kapitels, zunächst einige Gleichungen für die Reflexion ebener Wellen an geschichteten Dielektrika bereitzustellen, um die in Kapitel 3 anstehende Diskussion der elektromagnetischen Streuung für die Antennen-Schichtstruktur-Konfiguration vorzubereiten. Da die Lösung dieses elektromagnetischen Randwertproblems in verschiedenen Standardwerken (siehe z.B. Wait [1]) zu finden ist, wird hier auf eine Herleitung der Gleichungen verzichtet. Das Hauptgewicht dieses Kapitels soll vielmehr auf einer spezifischen, dem vorliegenden Problem angepaßten Darstellungsweise der Ergebnisse liegen.
Ein bereichsweise homogener, parallel geschichteter Halbraum entsprechend Abb. 2.1 werde betrachtet. Die einzelnen N Schichten der Dicke d_n , mit n = 1,..,N, bestehen aus dielektrischem Material ($\mu_{r,n} = 1$) mit einer im allgemeinen komplexen relativen Dielektrizitätszahl $\varepsilon_{r,n}$. Fällt auf diesen Halbraum eine ebene, homogene Welle in Richtung des Einheitsvektors $\vec{u}_i$ ein, so läßt sich deren elektrisches Feld unter der Annahme einer Zeitabhängigkeit entsprechend $e^{+j\omega t}$ in der Form

$$\vec{E}^i = (E_{o\perp}\vec{u}_\perp + E_{o\parallel}\vec{u}_\parallel)e^{-jk_o\vec{u}_i\vec{r}} \qquad \text{für } z \leq 0 \qquad (2.1)$$

schreiben. Dabei wurde mit Hilfe der Einheitsvektoren

$$\vec{u}_\perp = \frac{\vec{u}_z \times \vec{u}_i}{|\vec{u}_z \times \vec{u}_i|} \quad \text{und} \quad \vec{u}_\parallel = \vec{u}_i \times \vec{u}_\perp \qquad (2.2)$$

eine Zerlegung des $\vec{E}$-Vektors in einen zur Einfallsebene senkrechten ($\vec{E}_{o\perp}$) und einen parallelen Anteil ($\vec{E}_{o\parallel}$) vorgenommen.
Die zugehörige reflektierte Welle ergibt sich dann zu

$$\vec{E}^r = (r_\perp E_{o\perp}\vec{u}_\perp + r_\parallel E_{o\parallel}\vec{u}'_\parallel)e^{-jk_o\vec{u}_r\vec{r}} \qquad \text{für } z \leq 0\,. \qquad (2.3)$$

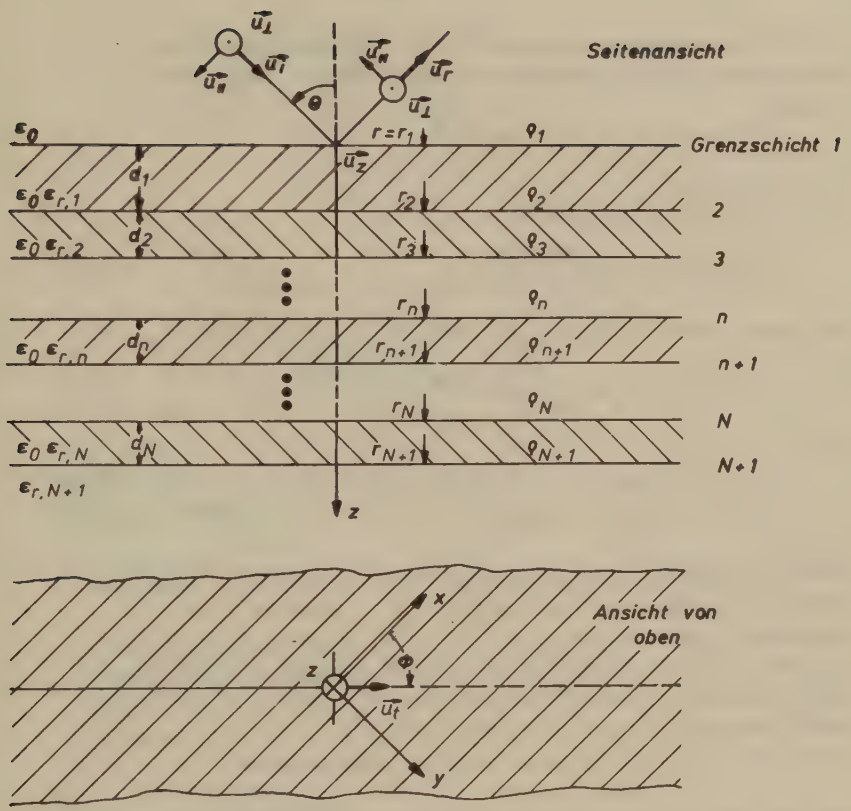


Abb. 2.1 Darstellung der dielektrischen Schichtstruktur und des benutzten Koordinatensystems sowie der Richtungsvektoren

Falls $\vec{u}_i$ in der Form

$$\vec{u}_i = \sin\Theta\, \vec{u}_t + \cos\Theta\, \vec{u}_z$$

geschrieben wird (siehe Abb 2.1), so gilt $\vec{u}_r = \sin\Theta\, \vec{u}_t - \cos\Theta\, \vec{u}_z$ und weiterhin

$$\vec{u}'_{II} = \vec{u}_\perp \times \vec{u}_r \qquad (2.4)$$

Anstatt der Charakterisierung der Einfallsrichtung durch $\vec{u}_t$ und Θ kann auch die transversale Wellenzahl $\vec{K}$ entsprechend

$$\vec{K} = k_x\vec{u}_x + k_y\vec{u}_y = k_o \sin\Theta\, \vec{u}_t \tag{2.5}$$

benutzt werden. Es gilt dann

$$\vec{u}_i = \frac{1}{k_o}\left(\vec{K} + \sqrt{k_o^2 - \vec{K}^2}\,\vec{u}_z\right) \tag{2.6}$$

und damit erhält man anstelle der Gln. (2.1) und (2.3)

$$\vec{E}^i = \left(E_{o\perp}\vec{u}_\perp + E_{o\parallel}\vec{u}_\parallel\right)e^{-j\left(\vec{K} + \sqrt{k_o^2 - \vec{K}^2}\,\vec{u}_z\right)\vec{r}} \tag{2.7}$$

und

$$\vec{E}^r = \left(r_\perp E_{o\perp}\vec{u}_\perp + r_\parallel E_{o\parallel}\vec{u}'_\parallel\right)e^{-j\left(\vec{K} - \sqrt{k_o^2 - \vec{K}^2}\,\vec{u}_z\right)\vec{r}} \tag{2.8}$$

Diese Darstellung (Gln.(2.7) und (2.8)) ist nicht nur für den Fall ebener homogener Wellen ($|\vec{K}| < k_o$), sondern auch für aperiodisch gedämpfte Wellen ($|\vec{K}| \geq k_o$) gültig. Dazu werden die Gln. (2.2),(2.4) und (2.6) weiterhin formal zur Bestimmung von $\vec{u}_i$, $\vec{u}_\perp$und $\vec{u}_\parallel$ benutzt. Diese Vektoren haben dann jedoch teilweise imaginäre Komponenten und somit nicht mehr die anschauliche geometrische Bedeutung von Richtungsvektoren.

Die Beschreibung des Reflexionsverhaltens des geschichteten Halbraums erfolgt also, wie aus den Gln. (2.7) und (2.8) zu sehen ist, mit Hilfe der beiden Reflexionsfaktoren $r_\perp = r_\perp(\vec{K})$ und $r_\parallel = r_\parallel(\vec{K})$. Für diese kann man eine Bestimmungsgleichung in rekursiver Form angeben. Dazu werden als wichtige Hilfsgrößen die Grenzschichtreflexionsfaktoren $\rho_{\perp,n}$ und $\rho_{\parallel,n}$ eingeführt. Sie entsprechen den Reflexionsfaktoren an der Grenzschicht zwischen den Dielektrika mit $\varepsilon_{r,n-1}$ und $\varepsilon_{r,n}$ unter der Annahme, daß keine weiteren Grenzschichten vorhanden seien (siehe z.B. [1], [2]). Es kann dann folgender Zusammenhang gezeigt werden:

$$\rho_{\perp,n}(\vec{K}) = \frac{\sqrt{\frac{k_o^2\varepsilon_{r,n-1} - \vec{K}^2}{k_o^2\varepsilon_{r,n} - \vec{K}^2}} - 1}{\sqrt{\frac{k_o^2\varepsilon_{r,n-1} - \vec{K}^2}{k_o^2\varepsilon_{r,n} - \vec{K}^2}} + 1} \tag{2.9a}$$

$$\rho_{\parallel,n}(\vec{K}) = \frac{\frac{\varepsilon_{r,n-1}}{\varepsilon_{r,n}}\sqrt{\frac{k_o^2\varepsilon_{r,n} - \vec{K}^2}{k_o^2\varepsilon_{r,n-1} - \vec{K}^2}} - 1}{\frac{\varepsilon_{r,n-1}}{\varepsilon_{r,n}}\sqrt{\frac{k_o^2\varepsilon_{r,n} - \vec{K}^2}{k_o^2\varepsilon_{r.n-1} - \vec{K}^2}} + 1} \tag{2.9b}$$

Für $\vec{K}^2 \ll k_o^2$, d.h. für nahezu senkrechte Inzidenz gelten die Näherungen,

$$\rho_{\perp,n}(\vec{K}) \approx \rho_{o,n}\left(1 + \frac{\vec{K}^2}{k_o^2\sqrt{\varepsilon_{r,n-1}\,\varepsilon_{r,n}}}\right) \tag{2.10a}$$

$$\rho_{\parallel,n}(\vec{K}) \approx \rho_{o,n}\left(1 - \frac{\vec{K}^2}{k_o^2\sqrt{\varepsilon_{r,n-1}\,\varepsilon_{r,n}}}\right) \tag{2.10b}$$

mit

$$\rho_{o,n} = \frac{\sqrt{\frac{\varepsilon_{r,n-1}}{\varepsilon_{r,n}}} - 1}{\sqrt{\frac{\varepsilon_{r,n-1}}{\varepsilon_{r,n}}} + 1} \tag{2.10c}$$

als dem Reflexionsfaktor für senkrechten Einfall. Bezeichnet man weiterhin die Reflexionsfaktoren an der n-ten Grenzschicht bei Berücksichtigung der darunter liegenden Schichten mit $r_{\perp,n}$ und $r_{\parallel,n}$, so läßt sich eine Rekursionsvorschrift zur Berechnung von $r_{\perp 1} = r_\perp$ und $r_{\parallel 1} = r_\parallel$ angeben. Da sie für beiden Polarisationen gleich ist, wird die entsprechende Kennzeichnung weggelassen.

Es gilt

$$\begin{aligned} r_{N+1} &\doteq \rho_{N+1} \\ &\vdots \\ r_n &\doteq \rho_n + \frac{(1-\rho_n^2) w_n\, r_{n+1}}{1+\rho_n\, w_n\, r_{n+1}} \quad \text{mit } w_n = e^{-j2d_n\sqrt{k_o^2\,\varepsilon_{r,n} - \vec{K}^2}} \\ &\vdots \\ r &\doteq r_1 \end{aligned} \tag{2.11}$$

2.2 Reihendarstellung des Reflexionsfaktors

Die Übertragung von der einfallenden Welle zur reflektierten Welle in der Ebene z = 0 kann man sich zustandegekommen denken durch die Parallelschaltung unendlich vieler Einzelübertragungswege. Jeder dieser Einzelübertragungswege ist daher gekennzeichnet durch eine bestimmte Reihenfolge, in der einzelne Schichten der Struktur durchlaufen werden und Reflexionen sowie Transmissionen an Grenzschichten stattfinden. Abb. 2.2 zeigt zwei willkürlich herausgegriffene Einzelübertragungswege für eine Struktur mit vier Grenzschichten. Man nannt einen solchen Weg, bei dem Reflexionen an (2m - 1) Grenzschichten stattfinden, eine m-fach-Reflexion [3]. Zu jedem endlichen m gibt es bei einer endlichen Zahl N von Grenzschichten endlich viele Einzelübertragungswege, die durch die Einzelreflexionsfaktoren $r_\nu^{(m)}$ gekennzeichnet sind. Der in Abb. 2.2 links eingezeichnete Übertragungsweg gehört zu einer Einfachreflexion (m = 1), während der rechte eine Dreifachreflexion (m = 3) veranschaulicht.

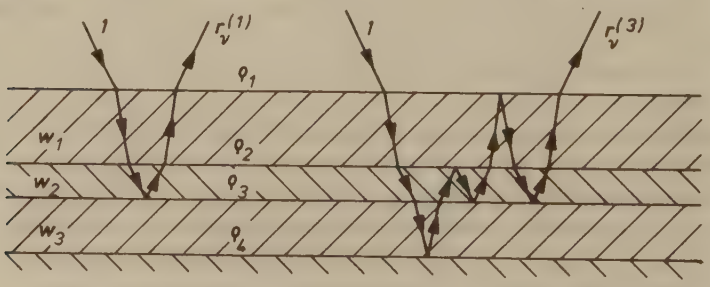


Abb. 2.2 Beispiele für Einzelübertragungswege

$r_\nu^{(m)}$ läßt sich in Form des Produktes

$$r_\nu^{(m)} = R \cdot T \cdot W \qquad (2.12a)$$

ausdrücken. Erfolgt eine μ_k- fache Reflexion an der Oberseite einer Grenzschicht mit der Ordnungszahl k und eine $\mu_{\tilde{k}}$- fache Reflexion an der Unterseite einer Grenzschicht mit der Ordnungszahl $\tilde{k}$, so läßt sich R unter Berücksichtigung aller Grenzschichten mit μ_k- und $\mu_{\tilde{k}}$- facher Reflexion in der Form

$$R = \left(\prod_k \rho_k^{\mu_k}\right)\left(\prod_{\tilde{k}} (-\rho_{\tilde{k}})^{\mu_{\tilde{k}}}\right) \qquad (2.12b)$$

schreiben. Für den Fall, daß eine Grenzschicht l insgesamt $2\mu_l$-mal durchlaufen wird, gilt weiterhin:

$$T = \prod_l (1 - \rho_l^2)^{\mu_l} . \qquad (2.12c)$$

Schließlich berücksichtigt W das $2\mu_p$- fache Durchlaufen einer Schicht p:

$$W = \prod_p w_p^{\mu_p} = \prod_p e^{-j2\mu_p d_p \sqrt{k_o^2 \varepsilon_{r,p} - \dot{K}^2}} \qquad (2.12d)$$

Damit ist $m = \frac{1}{2}\left(1 + \sum_k \mu_k + \sum_{\tilde{k}} \mu_{\tilde{k}}\right)$ (2.12e)

Für das auf der rechten Seite der Abb 2.2 gezeigte Beispiel einer Dreifachreflexion ergibt sich auf diese Weise

$$R = [\rho_3^2 \rho_4]\ [(-\rho_1)(-\rho_2)]$$

$$T = (1 - \rho_1^2)(1 - \rho_2^2)^2 (1 - \rho_3^2)$$

$$W = w_1^2 w_2^3 w_3$$

und damit $r_\nu^{(3)} = \rho_1' \rho_2 \rho_3^2 \rho_4 (1 - \rho_1^2)(1 - \rho_2^2)^2 (1 - \rho_3^2) w_1^2 w_2^3 w_3$.

Aus allen m-fach-Reflexionen (Anzahl M) erhält man den m-fach reflektierten Anteil zu

$$r^{(m)} = \sum_{\nu=1}^{M} r_\nu^{(m)} \tag{2.13a}$$

und daraus über die sogenannte Bremmer-Reihe [3]

$$r = \sum_{m=1}^{\infty} r^{(m)} \tag{2.13b}$$

den Reflexionsfaktor r. Abb. 2.3 stellt die Gln. (2.13a,b) in graphischer Form dar. Bei numerischer Auswertung der Gl. (2.13b) genügt wegen des meist starken Abfalls von $|r^{(m)}|$ mit wachsendem m die Berücksichtigung einiger weniger Glieder dieser Reihenentwicklung.

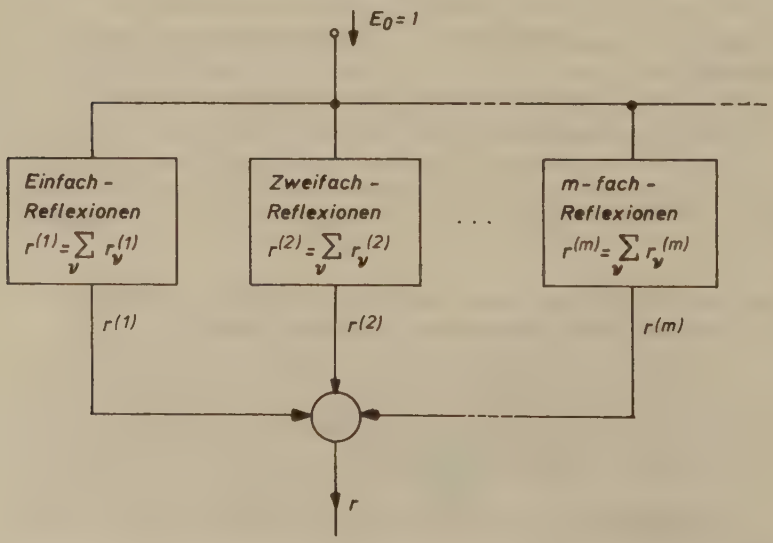


Abb. 2.3 Darstellung von r durch eine Bremmer-Reihe

Für den einfach reflektierten Anteil erhält man aus den Gln. (2.12a,b,c,d) für eine Struktur mit (N + 1) Grenzschichten (siehe Abb. 2.1)

$$r^{(1)} = \rho_1 + \sum_{n=2}^{N+1} \rho_n \prod_{\nu=1}^{n-1} \left((1 - \rho_\nu^2)\, w_\nu \right) . \qquad (2.14)$$

Der Anteil der Zweifachreflexionen führt zu einem wesentlich komplizierteren Ausdruck, so daß hier aus Gründen der Übersichtlichkeit nur die Lösung für den Fall von drei Grenzschichten angegeben wird:

$$\begin{aligned} - r^{(2)} = {} & (1- \rho_1^2)\, \rho_1\, \rho_2^2\, w_1^2 + (1 - \rho_1^2)\, (1 - \rho_2^2)\, \rho_2\, \rho_3^2\, w_1\, w_2^2 + \\ & + (1 - \rho_1^2)\, (1 - \rho_2^2)^2\, \rho_1\, \rho_3^2\, w_1^2\, w_2^2 + 2(1 - \rho_1^2) \cdot \\ & \cdot (1 - \rho_2^2)\, \rho_1\, \rho_2\, \rho_3\, w_1^2\, w_2 \end{aligned} \qquad (2.15)$$

Für den Fall verlustloser Dielektrika mit $\varepsilon_{r,n} \geq 1$ und $|\vec{k}| = k_o \sin\theta < k_o$ hat der zum Einzelübertragungsweg gehörende Reflexionsfaktor $r_\nu^{(m)}$ die Form des Laufzeitgliedes $\exp(- j\omega t_\nu^{(m)})$ mit der Laufzeit

$$t_\nu^{(m)} = \frac{2}{c} \sum_p \sqrt{\varepsilon_{r,p} - \sin^2\theta}\; \mu_p d_p \qquad (2.16)$$

(c : Lichtgeschwindigkeit). Bei Transformation des Reflexionsfaktors $r(j\omega)$ in den Zeitbereich erhält man die Impulsantwort, also die Antwort des Systems auf eine diracförmige Erregung.

2.3 Betrachtung des Sonderfalls dünner Schichten

Im Hinblick auf einige im Kapitel 6 erwähnte, mögliche Anwendungen sollen hier für dünne Schichten gültige Näherungen bereitgestellt werden. Der Reflexionsfaktor $r(\frac{d}{\lambda_o}, \varepsilon_r)$ einer verlustfreien, dielektrischen Schicht (ε_r) der Dicke d lautet bei senkrechtem Einfall:

$$r(\frac{d}{\lambda_o}, \varepsilon_r) = \frac{(1 - \varepsilon_r)\ j\ \tan((2\pi/\lambda_o)\sqrt{\varepsilon_r}\ d)}{2\sqrt{\varepsilon_r} + (1 + \varepsilon_r)\ j\ \tan((2\pi/\lambda_o)\sqrt{\varepsilon_r}\ d)} \quad . \tag{2.17}$$

Daraus ergibt sich für $d << \lambda_o/\sqrt{\varepsilon_r}$

$$|r(\frac{d}{\lambda_o}, \varepsilon_r)| \approx |\mathrm{Im}\{r(d, \varepsilon_r)\}| \approx |1 - \varepsilon_r|\ \pi\ d/\lambda_o \quad . \tag{2.18}$$

In Abb. 2.4 ist der Verlauf von $|r(d, \varepsilon_r)|$ in Abhängigkeit von $d\sqrt{\varepsilon_r}/\lambda_o$ für verschiedene Parameter ε_r wiedergegeben (exakte Rechnung). Die am linken Bildrand eingezeichneten Geraden stellen die angegebene Näherungslösung (2.18) dar. Man kann zeigen, daß im Fall schwach verlustbehafteter, dünner dielektrischer Schichten die Näherung ebenfalls anwendbar ist.

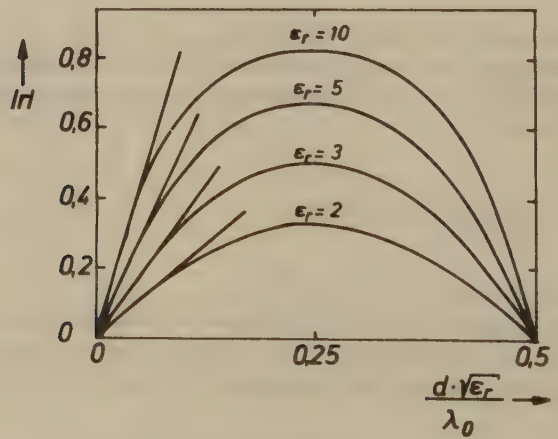


Abb. 2.4 Reflexionsfaktor $r(\frac{d}{\lambda_o}\sqrt{\varepsilon_r})$ dünner, dielektrischer Schichten

Als Grenzfall einer dünnen, stark verlustbehafteten Schicht soll eine Widerstandsfolie (Gleichstromflächenwiderstand R_F) betrachtet werden. Falls die Foliendicke klein ist gegen die Eindringtiefe, gilt bei senkrechtem Einfall mit guter Näherung

$$r_{F,o} = \frac{-Z_o}{Z_o + 2R_F} \qquad Z_o = 377\ \Omega \ .$$

Entsprechend gilt für den schrägen Einfall unter Berücksichtigung der entsprechenden Polarisationsrichtungen:

$$r_{F\perp} = \frac{-Z_o}{Z_o + 2R_F \cos\Theta}$$

$$r_{F\parallel} = \frac{-Z_o \cos\Theta}{2R_F + Z_o \cos\Theta}$$

Die ausführliche Herleitung dieser Beziehungen und weitere allgemeinere Betrachtungen für unterschiedliche Dielektrika als Trägermaterial der Widerstandsfolie finden sich bei [4] - [7].

Zu bemerken bleibt noch, daß für $f < 10^{12}$ Hz die Metalleitfähigkeit κ praktisch unabhängig von der Frequenz ist und damit diese dünnen (d << Skintiefe) Schichten bei Vernachlässigung des Einflusses eines eventuell vorhandenen Trägermaterials ein frequenzunabhängiges Reflexionsverhalten zeigen.

3. Zusammenhang zwischen den an den Antenneneingängen meßbaren Größen und den Parametern der Schichtstruktur

3.1 Elimination des Einflusses der räumlichen Begrenzung der homogenen Schichtstruktur durch Zeitfilterung

Zur berührungslosen Bestimmung der Parameter (Dicken und Dielektrizitätszahlen) der Schichtstruktur kann eine Anordnung bestehend aus einer oder zwei Antennen Verwendung finden [8]. Strahlt man über eine Antenne eine impulsförmige elektromagnetische Welle auf die Schichtstruktur ein, so enthält der am Antenneneingang derselben (Konfiguration mit einer Antenne) oder einer zweiten Antenne meßbare zeitliche Verlauf b(t) des elektromagnetischen Echos Informationen über die Daten der Schichtstruktur. Der exakte Zusammenhang zwischen dem Verlauf dieser Echofunktion und den Schichtparametern ist im allgemeinen äußerst kompliziert. Daher sollen im Kapitel 3 Näherungslösungen für diesen Zusammenhang, die aufgrund ihrer Einfachheit eine Auflösung nach den gesuchten Daten erlauben, angegeben werden.

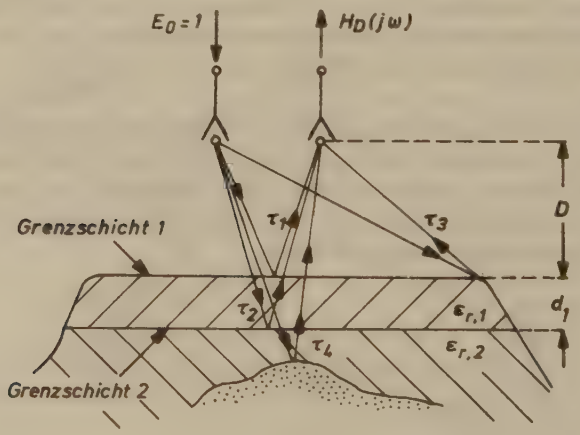


Abb. 3.1 Modell einer Schichtstruktur mit in der Breite und Tiefe begrenzter Ausdehnung; $\tau_1 \ldots \tau_4$ sind die Laufzeiten zu den Grenzschichten bzw. Inhomogenitäten. $H_D(j\omega)$ = Übertragungsfunktion

Wie in Abb. 3.1 angedeutet wird, sind in der Realität die ebenen parallelen Grenzschichten nicht unendlich ausgedehnt, sondern in ihrer Breite begrenzt. Weiterhin können sich hinter der ebenen parallelen Schichtstruktur dielektrische Inhomogenitäten mit nichtebenen Grenzflächen (z. B. ein Rohr unter den Asphaltschichten einer Straße) befinden. Für eine praktikable Auswertung sollen jedoch unendlich ausgedehnte Grenzschichten vorausgesetzt werden.

Bei der Betrachtung von Abb. 3.1 sieht man, daß die Laufzeiten τ_3 zum seitlichen Rand der Struktur und τ_4 zur Inhomogenität in der Tiefe größer als die Laufzeit τ_1 der Teilreflexion an der Grenzschicht 1 sind. Die kleinere der beiden Laufzeitdifferenzen ergibt sich also als ein "störungsfreies" Zeitintervall der Länge $\Delta\tau_{min} = \text{Min}\,\{\Delta\tau_I, \Delta\tau_{II}\}$ mit

$$(\Delta\tau)_I = \tau_3 - \tau_1$$

und $$(\Delta\tau)_{II} = \tau_4 - \tau_1 \,.$$

Innerhalb dieses Zeitintervalls ist der zeitliche Verlauf des Echos gleich dem einer Schichtstruktur mit unendlich ausgedehnten ebenen Grenzschichten [8]. Wertet man den Echoverlauf nur innerhalb dieses Zeitbereichs aus (Zeitfilterung), so darf man hierfür also mit einer "idealen" Schichtstruktur rechnen. Um trotz der Beschränkung auf dieses Zeitintervall die gesuchten Schichtdaten extrahieren zu können, ist sicherzustellen, daß die Laufzeit τ_{max} des einfachreflektierten Anteils an der tiefsten interessierenden Grenzschicht (in Abb. 3.1 Grenzschicht 2 mit der Laufzeit $\tau_{max} = \tau_2$) kleiner als die Laufzeit τ_3 zur seitlichen Begrenzung ist. Da $\tau_3 - \tau_{max}$ bei geringer werdendem Antennenabstand D zunimmt, ergibt sich hieraus in manchen Fällen die Forderung nach einem so kleinen Antennenabstand, daß die Schichtstruktur nicht mehr im Fernfeld der Antennen liegt.

3.2 Darstellung der Streumatrix über eine Entwicklung des Antennenfeldes nach ebenen Wellen

Nach den Überlegungen aus Abschnitt 3.1 kann nun also die idealisierte Konfiguration nach Abb. 3.2 betrachtet werden. Dabei wird eine Anordnung mit getrennter Sende- und Empfangsantenne bei zunächst beliebigem Versatz zugrunde gelegt.

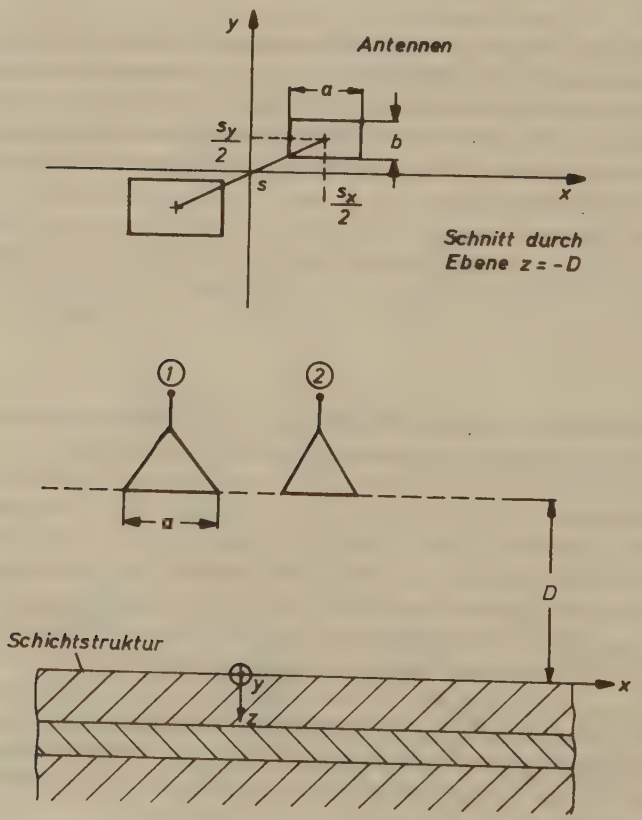


Abb. 3.2 Antennen - Schichtstruktur - Konfiguration
s: Antennenversatz
D: Abstand zwischen Antennen und erster Grenzschicht

Der rechnerisch einfachere Fall einer identischen Sende- und Empfangsantenne ergibt sich daraus als Sonderfall. Obwohl die Messung und Auswertung im Zeitbereich erfolgen soll, werden die Betrachtungen dieses und der nächsten beiden Abschnitte wegen der leichteren Darstellbarkeit im Frequenzbereich durchgeführt. Erst zum Schluß erfolgt eine Übertragung der Ergebnisse in den Zeitbereich.

Die Konfiguration (Antennen - Schichtstruktur) der Abb. 3.2 kann in exakter Weise mit Hilfe eines verallgemeinerten Mehrtor-Modells beschrieben werden [10], [18]. Diese Beschreibung basiert auf der Möglichkeit, das elektromagnetische Feld im Bereich $-D \leq z \leq 0$ durch Überlagerung ebener Wellen darzustellen [9], [12], [13], [17], [19]:

$$\vec{E}(\vec{r}') = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{Z_o}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \left[B_\perp(\vec{K})\vec{u}_\perp(\vec{K}) + B_\parallel(\vec{K})\vec{u}_\parallel(\vec{K})\right] \frac{e^{-j(\vec{K}+\vec{u}_z\sqrt{k_o^2-|\vec{K}|^2})\vec{r}'}}{\sqrt[4]{1-\frac{|\vec{K}|^2}{k_o^2}}}\, dk_x dk_y +$$

$$+ \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{Z_o}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} \left[A_\perp(\vec{K})\vec{u}_\perp(\vec{K}) + A_\parallel(\vec{K})\vec{u}_\parallel(\vec{K})\right] \frac{e^{+j(\vec{K}+\vec{u}_z\sqrt{k_o^2-|\vec{K}|^2})\vec{r}'}}{\sqrt[4]{1-\frac{|\vec{K}|^2}{k_o^2}}}\, dk_x dk_y$$

$$\text{mit } \vec{r}' = \vec{r} + \vec{u}_z D \ . \qquad (3.1)$$

Hier beschreiben die Koeffizienten $B_\perp(\vec{K})$ und $B_\parallel(\vec{K})$ die von der Antenne weglaufenden senkrecht bzw. parallel polarisierten ebenen Wellen, während $A_\perp(\vec{K})$ und $A_\parallel(\vec{K})$ zu den auf die Antennen zulaufenden Wellen gehören. Die Integration erstreckt sich sowohl über die Wellenzahlen der ebenen homogenen Wellen mit $|\vec{K}| < k_o$ als auch über die der aperiodischen Felder mit $|\vec{K}| < k_o$. Ordnet man jeder transversalen Wellenzahl $\vec{K}$ ein Tor zu, so ergibt sich das in Abb. 3.3 gezeigte Mehrtor-Ersatzbild für die Antennen. Dieses Mehrtor hat

auf der einen Seite die beiden zu den Antenneneingängen (die Bezugsebene ist z.B. die Eingangsbuchse der Antenne) gehörenden Tore 1 und 2 und auf der anderen Seite die "unendlich" vielen den ebenen Wellen zugeordneten Tore.

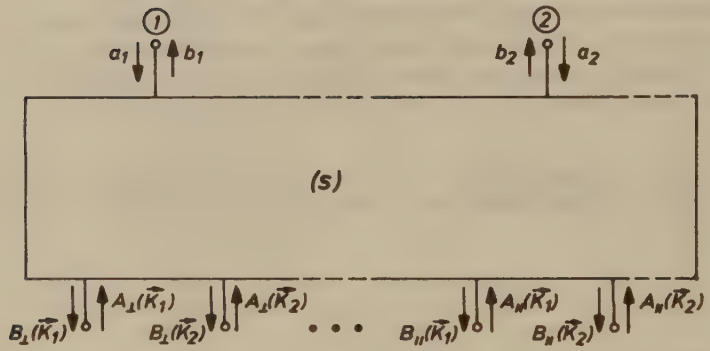


Abb. 3.3 Mehrtor-Ersatzbild der Antennenanordnung
a_1, a_2, a_3, a_4: Wellenkoeffizienten an den Antenneneingängen
$A(\vec{K}_n)$, $B(\vec{K}_n)$: Wellenkoeffizienten der ebenen Wellen mit der transversalen Wellenzahl $\vec{K}_n$

Die von der Antenne weglaufenden Wellen sind über die Streumatrixelemente $S_{\parallel,\perp}^{(1)}(\vec{K})$ und $S_{\parallel,\perp}^{(2)}(\vec{K})$ wie folgt mit den Wellenkoeffizienten a_1 und a_2 der in die Tore 1 und 2 einlaufenden Wellen verknüpft:

$$B_{\perp}(\vec{K}) = S_{\perp}^{(1)}(\vec{K})\, a_1 + S_{\perp}^{(2)}(\vec{K})\, a_2$$

$$B_{\parallel}(\vec{K}) = S_{\parallel}^{(1)}(\vec{K})\, a_1 + S_{\parallel}^{(2)}(\vec{K})\, a_2$$

für $\quad A_{\perp}(\vec{K}) = A_{\parallel}(\vec{K}) = 0 \qquad (3.2)$

Aus den Gln. (3.1) und (3.2) ergibt sich der Zusammenhang der Streumatrixelemente $S_{\perp,\parallel}^{(n)}(\vec{K})$ mit dem in der Ebene z = -D liegenden Anteil $\vec{E}^{(n)}$, n = 1,2 des elektrischen Feldes:

$$S_{\perp}^{(n)}(\vec{K}) = \frac{1}{4\pi}\sqrt{\frac{2}{Z_o}}\sqrt[4]{1-\frac{|\vec{K}|^2}{k_o^2}}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\vec{E}^{(n)}(x,y)\vec{u}_{\perp}(\vec{K})\, e^{j\vec{K}\vec{r}}\, dxdy$$

$$S_{\parallel}^{(n)}(\vec{K}) = \frac{-1}{4\pi}\sqrt{\frac{2}{Z_o}}\,\frac{1}{\sqrt[4]{1-\frac{|\vec{K}|^2}{k_o^2}}}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\vec{E}^{(n)}(x,y)\vec{u}_{t}(\vec{K})\, e^{j\vec{K}\vec{r}}\, dxdy \qquad (3.3)$$

$$n = 1,\ 2$$

Hierbei bedeutet $\vec{E}^{(n)}$ das elektrische Feld für den Fall $a_n = 1$ mit n = 1, 2 bei Abwesenheit der Schichtstruktur. Neben der Darstellung (3.3) über das Aperturfeld lassen sich die Streumatrixelemente für $|\vec{K}| < k_o$ auch über das Fernfeld der Antenne ausdrücken. Bei Anwendung der Methode der stationären Phase [12], [13] erhält man

$$S_{\perp,\parallel}^{(n)}(\vec{K}) = j\frac{1}{k_o\sqrt{2Z_o}}\lim_{r\to\infty}\left\{\frac{e^{jk_o r'}}{\sqrt{r'\cos\Theta}}\,\vec{u}_{\perp,\parallel}\,\vec{E}^{(n)}(r',\Theta,\phi)\right\}$$

$$\text{mit} \quad \sin\Theta = \frac{|\vec{K}|}{k_o} \quad \text{und} \quad \tan\phi = \frac{k_y}{k_x}\,. \qquad (3.4)$$

Aus Gl. (3.1) folgt für den Wirkleistungstransport durch die Ebene z = -D bei Abwesenheit der Schichtstruktur
$(A_{\perp}(\vec{K}) = A_{\parallel}(\vec{K}) = 0)$:

$$P_W = \frac{1}{2} \mathrm{Re} \{ \iint \vec{E} \times \vec{H}^* dxdy \} = \int\limits_{|\vec{K}|<k_o} \int \left[|B_\perp(\vec{K})|^2 + |B_\parallel(\vec{K})|^2 \right] dk_x dk_y \qquad (3.5)$$

Damit haben die Koeffizienten $B_{\perp,\parallel}(\vec{K})$ und entsprechend die $A_{\perp,\parallel}(\vec{K})$ die Eigenschaften von Leistungskoeffizienten und die dafür definierten Streumatrixelemente beschreiben, da die aus isotropen Materialien bestehende Struktur reziprok ist, die Übertragung in beiden Richtungen. Fällt also (bei $a_1 = a_2 = 0$) eine ebene Welle mit der transversalen Wellenzahl K und den Wellenkoeffizienten (zwei Polarisationsrichtungen) $A_\perp(K)$ und $A_\parallel(K)$ in negativer z-Richtung auf die Antenne ein, so gilt für die an den Toren 1 und 2 austretenden Wellen aufgrund der Reziprozität

$$\tilde{b}_1 = S_\perp^{(1)}(\vec{K})\, A_\perp(\vec{K}) + S_\parallel^{(1)}(\vec{K})\, A_\parallel(\vec{K})$$

$$\tilde{b}_2 = S_\perp^{(2)}(\vec{K})\, A_\perp(\vec{K}) + S_\parallel^{(2)}(\vec{K})\, A_\parallel(\vec{K}) \; . \qquad (3.6)$$

Die bisherige Beschreibung der Antennenanordnung als Mehrtor ist noch nicht vollständig, da zwei weitere Verknüpfungen zu berücksichtigen sind:

1.) Auch bei Abwesenheit der Schichtstruktur (Abstrahlung in den leeren Raum) treten an den Toren 1 und 2 aufgrund von Fehlanpassungen ($S_{11} = S_{22} = S_{oo}$) und Übersprechen (S_{12}) rücklaufende Wellen auf:

$$\begin{pmatrix} \tilde{b}_1 \\ \tilde{b}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{oo} & S_{12} \\ S_{12} & S_{oo} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} = (S_e) \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}$$

für $\quad A_\perp(\vec{K}) = A_\parallel(\vec{K}) = 0 \; . \qquad (3.7)$

2.) Wellen, die auf die Antenne (bei $a_1 = a_2 = 0$) auftreffen, rufen aufgrund der Rückstreuung von der Antenne in +z-Richtung

laufende Wellen hervor. Um diesen Sachverhalt und das Gesamtstreuverhalten der Antenne in der gewohnten Matrizen - Schreibweise formulieren zu können, denke man sich das kontinuierliche Spektrum von ebenen Wellen durch ein diskretes System von endlich vielen ebenen Wellen ersetzt. Diese Ersetzung des Kontinuums ist auch für die numerische Rechnung notwendig. Der exakte Fall ergibt sich daraus durch einen Grenzübergang, bei dem die Anzahl der Wellen gegen Unendlich strebt. Für die Koeffizienten $A_{\perp,\parallel}$ kann man Spaltenvektoren

$$(A) = ((A_\perp(\vec{K}_1),\ A_\perp(\vec{K}_2),\ldots,\ A_\parallel(\vec{K}_1),\ A_\parallel(\vec{K}_2),\ldots))^t$$

einführen. Analog verfährt man mit $B_{\perp,\parallel}$. Für die Rückstreuung an der Antenne läßt sich eine Matrix (S_R) definieren, so daß

$$(B) = (S_R)\,(A) \quad \text{mit} \quad a_1 = a_2 = 0 \tag{3.8}$$

gilt. (S_R) ist aufgrund der Reziprozität ebenfalls symmetrisch.

Die Gln. (3.2), (3.6), (3.7) und (3.8) kann man zusammenfassen und erhält

$$\begin{bmatrix} \begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} \\ (B) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (S_e) & (S_A)^t \\ (S_A) & (S_R) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \\ (A) \end{bmatrix}$$

$$\text{mit} \qquad (S_A) = \begin{pmatrix} S_\perp^{(1)}(\vec{K}_1) & S_\perp^{(2)}(\vec{K}_1) \\ \vdots & \vdots \\ S_\parallel^{(1)}(\vec{K}_1) & S_\parallel^{(2)}(\vec{K}_1) \\ \vdots & \vdots \end{pmatrix} \tag{3.9}$$

Gl. (3.9) beschreibt vollständig das Verhalten der beiden Antennen für ein allgemeines Streuproblem.

*) Index "t" bedeutet: transponiert

Als nächstes soll nun die Übertragung zwischen den Toren 1 und 2 für den Spezialfall der Schichtstruktur als Streukörper mit Hilfe der Streumatrix (Gl. (3.9)) des Antennensystems dargestellt werden. Dazu ist zu berücksichtigen, daß aufgrund der Reflexion der ebenen Wellen an der Schichtstruktur die Verknüpfungen

$$A_{\perp}(\vec{K}) = r_{\perp}(\vec{K})\, e^{-j2D\sqrt{k_o^2 - |\vec{K}|^2}}\, B_{\perp}(-\vec{K})$$

$$A_{\parallel}(\vec{K}) = r_{\parallel}(\vec{K})\, e^{-j2D\sqrt{k_o^2 - |\vec{K}|^2}}\, B_{\parallel}(-\vec{K}) \qquad (3.10)$$

gelten. Schreibt man Gl. (3.10) allgemein

$$(A) = (R)\,(B)$$

und setzt diese Beziehung in Gl. (3.9) ein, so folgt die gesuchte Übertragung zwischen den Toren 1 und 2 als

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \left[(S_e) + (S_A)^t\,(R)\,\{(1) - (S_R)\,(R)\}^{-1}(S_A)\right] \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}. \qquad (3.11)$$

Unter Benutzung der Reihenentwicklung

$$[(1) - (S_R)\,(R)]^{-1} = (1) + \sum_{\nu=1}^{\infty} [(S_R)\,(R)]^{\nu} \quad , \qquad (3.12)$$

in der das Summenglied der Ordnung ν einem 2ν-fach zwischen der Antenne und der Schichtstruktur reflektierten Anteil entspricht (Mehrfachreflexion) wird aus Gl.(3.11)

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = (S_e) \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} + (S_A)^t\,(R)\,(S_A) \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} + \begin{matrix} \text{Mehrfachreflexionen} \\ \text{Antenne/Schicht-} \\ \text{struktur} \end{matrix} \qquad (3.13)$$

Daraus erhält man schließlich mit dem Sender an Tor 1 ($a_2 = 0$) für die Übertragung von Tor 1 nach Tor 2:

$$b_2 = \bar{H}(j\omega)\, a_1$$

mit der Übertragungsfunktion

$$\bar{H}(j\omega) = S_{12} + \sum_n \left(S_\perp^{(1)}(-\vec{K}_n)\; S_\perp^{(2)}(\vec{K}_n)\; r_\perp(\vec{K}_n) + \right.$$

$$\left. + S_\parallel^{(1)}(-\vec{K}_n)\; S_\parallel^{(2)}(\vec{K}_n)\; r_\parallel(\vec{K}_n) \right) e^{-j2\sqrt{k_o^2 - |\vec{K}|^2}\, D} +$$

$$+ \text{Mehrfachrefl. Antenne/Schichtstruktur.} \qquad (3.14)$$

Der vom Übersprechen stammende Anteil S_{12} läßt sich von $\bar{H}(j\omega)$ trennen, da er durch eine Messung im leeren Raum (im reflexionsfreien Raum) separat bestimmbar ist und somit von $H(j\omega)$ subtrahiert werden kann. Der von den Mehrfachreflexionen herrührende Anteil läßt sich analog zur im Abschnitt 3.1 beschriebenen Vorgehensweise durch Zeitfilterung abtrennen, wenn er zeitlich nach der letzten auszuwertenden Einzelreflexion eintrifft. Dafür muß (siehe Abb. 3.1)

$$2\tau_1 > \tau_{max}$$

gelten. Dies erfordert einen möglichst großen Abstand D, eine Forderung, die derjenigen aus Abschnitt 3.1 widerspricht. Man hat daher bei der Wahl von D einen Kompromiß zu schließen, bei dem beide Forderungen möglichst gut erfüllt werden.

Im folgenden wird nur noch die vom Übersprechen und den Mehrfachreflexionen zwischen der Antenne und der Schichtstruktur "bereinigte" mit $H(j\omega)$ bezeichnete Übertragungsfunktion betrachtet. Für sie folgt aus Gl. (3.14) nach Wiedereinführung der Integralschreibweise

$$H(j\omega) = \int\int \left[S_\perp^{(1)}(-\vec{K})\; S_\perp^{(2)}(\vec{K})\; r_\perp(\vec{K}) + S_\parallel^{(1)}(-\vec{K})\; S_\parallel^{(2)}(\vec{K})\; r_\parallel(\vec{K}) \right] \times$$

$$\times\, e^{-j2D\sqrt{k_o^2 - |\vec{K}|^2}}\; d\vec{K}^2 \qquad (3.15)$$

Geht man von identischen Antennen aus und vernachlässigt den Einfluß der Kopplung zwischen den Antennen auf deren Strahlungsverhalten, so gelten

$$S_{\perp}^{(1)}(-\vec{K})\, S_{\perp}^{(2)}(\vec{K}) = S_{\perp}^{2}(\vec{K})\, e^{-j\vec{K}\vec{s}}$$

$$S_{\parallel}^{(1)}(-\vec{K})\, S_{\parallel}^{(2)}(\vec{K}) = S_{\parallel}^{2}(\vec{K})\, e^{-j\vec{K}\vec{s}} \qquad (3.16)$$

wobei $\vec{s}$ den seitlichen geometrischen Versatz zwischen den Antennen bezeichnet (siehe Abb. 3.2) und $S_{\perp,\parallel}(K)$ das entsprechende Streumatrixelement der in den Ort x = y = 0, z = -D verschoben gedachten Einzelantenne bedeutet. Für den Sonderfall, daß sich der transversale Anteil $\vec{E}_t$ des elektrischen Feldes in der Ebene z = -D in der Form

$$\vec{E}_t(x,y,-D) = \vec{u}_y\, f(x)\, g(y) \qquad (3.17)$$

schreiben läßt, erhält man über die Gl. (3.3)

$$S_{\perp}^{2}(k_x,k_y) = \frac{2\pi^2}{Z_o} \sqrt{1 - \frac{|\vec{K}|^2}{k_o^2}}\, \frac{k_x^2}{|\vec{K}|^2}\, F^2(k_x)\, G^2(k_y)$$

und

$$S_{\parallel}^{2}(k_x,k_y) = \frac{2\pi^2}{Z_o}\, \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{|\vec{K}|^2}{k_o^2}}}\, \frac{k_y^2}{|\vec{K}|^2}\, F^2(k_x)\, G^2(k_y)$$

mit

$$F(k_x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f(x)\, e^{jk_x x}\, dx$$

und

$$G(k_y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} g(y)\, e^{jk_y y}\, dy \quad . \qquad (3.18)$$

Damit bekommt man für zwei Rechteck-Hornantennen der Breite a und der Höhe b (siehe Abb. 3.2) die gebräuchliche Näherung (vgl. [10]).

$$f(x) \sim \begin{cases} \cos(\frac{\pi}{a}x) & \text{für } |x| \leq \frac{a}{2} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

$$g(y) \sim \begin{cases} 1 & \text{für } |y| \leq \frac{b}{2} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \qquad (3.19)$$

$$F(k_x) = \frac{\cos(k_x \frac{a}{2})}{1 - (k_x \frac{a}{\pi})^2} \quad \text{und} \quad G(k_y) = \frac{\sin(k_y \frac{b}{2})}{k_y \frac{b}{2}} .$$

3.3 Ableitung einer Näherungslösung

In die Übertragungsfunktion H(jω) zwischen Tor 1 (Eingang der Sendeantenne) und Tor 2 (Ausgang der Empfangsantenne) geht neben den gesuchten Schichtstrukturdaten unter anderem auch der häufig unbekannte Frequenzgang der Antennen ein. Um diesen Einfluß zu eliminieren wird zunächst eine Messung an einer Metallplatte, die von den Antennen den gleichen Abstand wie die oberste Grenzschicht der zu untersuchenden dielektrischen Schichtstruktur hat, vorgenommen. Die unter Verwendung der Metallplatte gemessene Übertragungsfunktion $H_M(j\omega)$ ergibt sich aus Gl. (3.15) mit $r_\perp(\vec{K}) = r_\parallel(\vec{K}) = -1$. Die an der Schichtstruktur gemessene Übertragungsfunktion $H(j\omega) = H_D(j\omega)$ wird nun auf $H_M(j\omega)$ bezogen und liefert eine neue Funktion

$$\Gamma(j\omega) = - \frac{H_D(j\omega)}{H_M(j\omega)} . \qquad (3.20)$$

Wie in Abschnitt 2.2 gezeigt wurde, kann der Reflexionsvorgang an der dielektrischen Schichtstruktur als Summe von Einzelreflexionen (Einfach- und Mehrfachreflexionen) dargestellt werden. Da das in Kapitel 4 beschriebene Auswerteverfahren auf diese Einzelreflexionen Bezug nimmt, soll die in Gl. (3.20) definierte

Funktion $\Gamma(j\omega)$ auch in die zugehörigen Einzelreflexionsterme zerlegt werden.

$$\Gamma(j\omega) = \sum_{m} \sum_{\nu} \Gamma_{\nu}^{(m)}(j\omega)$$

Dabei ergibt sich $\Gamma_{\nu}^{(m)}(j\omega)$ aus den Einzelreflexionsfaktoren $r_{\nu,\perp}^{(m)}(\vec{K})$ und $r_{\nu,\parallel}^{(m)}(\vec{K})$. Im folgenden soll zunächst $\Gamma_{\nu}(j\omega)$ für eine beliebige Einzelreflexion abgeleitet werden. Da es dabei nicht auf den Wert der Indizes ν und m ankommt, wird die Einzelreflexion durch ein hochgestelltes "e" gekennzeichnet, also anstatt $r_{\nu}^{(m)}$ einfachheitshalber r^{e} geschrieben.

Nach Gl. (2.12) läßt sich im Bereich $|\vec{K}| < k_o$ für einen Einzelreflexionsfaktor

$$r_{\perp,\parallel}^{e} = \tilde{r}_{\perp,\parallel}(\vec{K})\, e^{-j2\sum_{p} \mu_p d_p \sqrt{k_o^2 \varepsilon_{r,p} - |\vec{K}|^2}} \qquad (3.21)$$

schreiben, wobei $\tilde{r}_{\perp,\parallel}(\vec{K})$ eine reelle Funktion ist, sofern - wie hier im weiteren vorausgesetzt - die Dielektrika verlustfrei sind. Es sei hier nochmals darauf hingewiesen, daß in Gl. (3.21) der Summationsindex p über die Ordnungszahlen der von der betrachteten Einzelreflexion durchlaufenen Schichten zu erstrecken ist; μ_p gibt dabei die Häufigkeit des Durchlaufens der Schicht mit der Ordnungszahl p an. Für Einfachreflexionen gilt $\mu_p = 1$.

Entwickelt man $\tilde{r}_{\perp,\parallel}(\vec{K})$ in der Umgebung von $|\vec{K}| = 0$ in eine Potenzreihe nach $\vec{K}$, so erhält man aus den Gln. (2.10) und (2.10) einen Ausdruck der Form

$$\tilde{r}_{\perp}(\vec{K}) \approx \tilde{r}(0)\left(1 + \eta \frac{\vec{K}^2}{k_o^2}\right)$$

und $$\tilde{r}_{\parallel}(\vec{K}) \approx \tilde{r}(0)\left(1 - \eta \frac{\vec{K}^2}{k_o^2}\right) \quad . \qquad (3.22)$$

Die Abhängigkeit der Reflexionsfaktoren von $\vec{K}^2$ für senkrechte und parallele Polarisation ist also gegenläufig.

Nach dieser Vorbetrachtung soll nun ein Näherungsausdruck für die zur Einzelreflexion r^e gehörenden Funktion Γ^e hergeleitet werden. Im Sinne eines ersten Näherungsschrittes wird in Gl. (3.15) der Beitrag der blindgedämpften Wellen ($|\vec{K}| > k_o$) vernachlässigt. Dies scheint etwa für den Bereich $D \geq \lambda_o = 2\pi/k_o$ gerechtfertigt [23]. Mit dieser Vernachlässigung erhält man durch Einsetzen von Gl. (3.21) in die Gl.(3.15) unter Berücksichtigung der Gl. (3.16)

$$\Gamma^e(j\omega) = \frac{\iint\limits_{|\vec{K}|<k_o} [S_\perp^2(\vec{K})\, \tilde{r}_\perp(\vec{K}) + S_\parallel^2(\vec{K})\, \tilde{r}_\parallel(\vec{K})]\, e^{-j\Psi_1(\vec{K})}\, d\vec{K}^2}{\iint\limits_{|\vec{K}|<k_o} [S_\perp^2(\vec{K}) + S_\parallel^2(\vec{K})]\, e^{-j\Psi_2(\vec{K})}\, d\vec{K}^2} \tag{3.23a}$$

$$\text{mit} \quad \Psi_1(\vec{K}) = \vec{K}\vec{s} + 2D\sqrt{k_o^2 - \vec{K}^2} + 2\sum_p \mu_p d_p \sqrt{k_o^2 \varepsilon_{r,p} - \vec{K}^2} \tag{3.23b}$$

$$\text{und} \quad \Psi_2(\vec{K}) = \vec{K}\vec{s} + 2D\sqrt{k_o^2 - \vec{K}^2} \quad . \tag{3.23c}$$

Für den durch Gl. (3.17) gegebenen Sonderfall (Produktform des transversalen $\vec{E}$ - Feldes in der Ebene z = -D) erhält man durch Einführung von Gl. (3.18) in Gl. (3.23a)

$$\Gamma^e(j\omega) = \frac{\iint \frac{F^2(k_x)G^2(k_y)}{\vec{K}^2} [v_1(\vec{K})\, \tilde{r}_\perp(\vec{K}) + v_2(\vec{K})\, \tilde{r}_\parallel(\vec{K})]\, e^{-j\Psi_1(\vec{K})}\, d\vec{K}^2}{\iint \frac{F^2(k_x)G^2(k_y)}{\vec{K}^2} [v_1(\vec{K}) + v_2(\vec{K})]\, e^{-j\Psi_2(\vec{K})}\, d\vec{K}^2}$$

$$\text{mit} \quad v_1(\vec{K}) = k_x^2 \sqrt{1 - \frac{\vec{K}^2}{k_o^2}}$$

$$\text{und} \quad v_2(\vec{K}) = \frac{k_y^2}{\sqrt{1 - \frac{\vec{K}^2}{k_o^2}}} \quad . \tag{3.24}$$

Wie später gezeigt wird, ergibt sich bei nicht zu großem Antennenversatz s der Hauptbeitrag zu obigen Integralen im Integrationsbereich $|\vec{K}| \ll k_o$. Daher kann die Näherung nach Gl. (3.22) und weiterhin $v_1(\vec{K}) \approx k_x^2$ und $v_2(\vec{K}) \approx k_y^2$ in Gl. (3.24) eingesetzt werden. Dies führt auf

$$\Gamma^e(j\omega) \approx \tilde{r}(0) \frac{\iint F^2(k_x)\, G^2(k_y)\, (1 + \eta \frac{k_x^2 - k_y^2}{k_o^2})\, e^{-j\Psi_1(\vec{K})}\, d\vec{K}^2}{\iint F^2(k_x)\, G^2(k_y)\, e^{-j\Psi_2(\vec{K})}\, d\vec{K}^2} . \tag{3.25}$$

Da die Integration sowohl in der allgemeinen Gleichung (3.23) als auch in der spezialisierten Gleichung (3.25) nicht geschlossen durchführbar ist, wird nun in einem weiteren Näherungsschritt die Methode der stationären Phase (siehe z.B. [12]) angewendet. Dazu wird der stationäre Punkt $\vec{K}_{s,1}$ des Zählerintegrals aus der Beziehung $\partial\Psi_1/\partial k_x = \partial\Psi_1/\partial k_y = 0$ bestimmt. Man erhält

$$\left(\frac{D}{\sqrt{k_o^2 - \vec{K}_{s,1}^2}} + \sum_p \mu_p \frac{d_p}{\sqrt{k_o^2 \varepsilon_{r,p} - \vec{K}_{s,1}^2}}\right) \vec{K}_{s,1} = \frac{\vec{s}}{2} \tag{3.26a}$$

Analog ergibt sich für den stationären Punkt $\vec{K}_{s,2}$ des Nennerintegrals

$$\frac{D}{\sqrt{k_o^2 - \vec{K}_{s,2}^2}}\, \vec{K}_{s,2} = \frac{\vec{s}}{2} \tag{3.26b}$$

Damit erhält man die gesuchte Näherung für Γ^e zu

$$\Gamma^e(j\omega) \approx \frac{Q_2}{Q_1} \frac{S_\perp^2(\vec{K}_{s,1})\, \tilde{r}_\perp(\vec{K}_{s,1}) + S_\parallel^2(\vec{K}_{s,1})\, \tilde{r}_\parallel(\vec{K}_{s,1})}{S_\perp^2(\vec{K}_{s,2}) + S_\parallel^2(\vec{K}_{s,2})}\, e^{-j[\Psi_1(\vec{K}_{s,1}) - \Psi_2(\vec{K}_{s,2})]} \tag{3.27}$$

mit $$Q_1 = \left[\sqrt{\frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial k_x^2} \frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial k_y^2} - \left(\frac{\partial^2 \Psi_1}{\partial k_x \partial k_y} \right)^2} \right]_{\vec{K}_{s,1}}$$

und $$Q_2 = \left[\sqrt{\frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial k_x^2} \frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial k_y^2} - \left(\frac{\partial^2 \Psi_2}{\partial k_x \partial k_y} \right)^2} \right]_{\vec{K}_{s,2}} .$$

In entsprechender Weise kann mit Gl. (3.25) verfahren werden. Wenn man dabei weiterhin unter der Voraussetzung

$$s < \frac{2D}{3} \tag{3.28}$$

für die Lösungen von Gln. (3.26a, b) näherungsweise

$$\vec{K}_{s,1} \approx \frac{k_o}{2(D + d_{eff})} \vec{s} \qquad \text{und} \qquad \vec{K}_{s,2} \approx \frac{k_o}{2D} \vec{s} \tag{3.29}$$

schreibt, mit

$$d_{eff} = \sum_p \mu_p \frac{d_p}{\sqrt{\varepsilon_{r,p}}} \tag{3.30}$$

so erhält man schließlich einen Ausdruck der Form

$$\Gamma^e(j\omega) \approx \Gamma^e_{TEM}(j\omega) \, \Lambda(j\omega) \tag{3.31a}$$

Hierbei ist

$$\Gamma^e_{TEM}(j\omega) = \tilde{r}(0) \, e^{-j2k_o \sum_p \mu_p d_p \sqrt{\varepsilon_{r,p}}} \tag{3.31b}$$

und

$$\Lambda(j\omega) = \overbrace{\left[\frac{F\left(\frac{k_o s_x}{2(D+d_{eff})}\right) G\left(\frac{k_o s_y}{2(D+d_{eff})}\right)}{F\left(\frac{k_o s_x}{2D}\right) G\left(\frac{k_o s_y}{2D}\right)}\right]^2}^{g_1} \overbrace{\left[1 + \eta \frac{1}{4(D+d_{eff})^2}(s_x^2 - s_y^2)\right]}^{g_2} \times$$

$$\times \overbrace{\frac{1}{1 + \frac{d_{eff}}{D}}}^{g_3} \overbrace{e^{+j2k_o \frac{\vec{s}^2 d_{eff}}{8D^2}}}^{g_4} \quad . \qquad (3.31c)$$

wobei η die in Gl. (3.22) definierte Bedeutung hat. Der Ausdruck bestehend aus den Gln. (3.31a, b, c) soll nun diskutiert werden: $\Gamma^e_{TEM}(j\omega)$ entspricht dem Fall einer senkrecht auf die Schichtstruktur auftreffenden ebenen homogenen Welle, oder - was gleichwertig ist - dem Fall einer Welle in einer TEM-Leitung mit dielektrischen Einsätzen. Aus Gl. (3.31a) ist zu entnehmen, daß der hier vorliegende Fall sich um den Faktor $\Lambda(j\omega)$ vom TEM-Fall unterscheidet. Gl. (3.31c) zeigt, daß Λ seinerseits ein Produkt der Faktoren g_1 bis g_4 ist. Diese haben folgende Bedeutung:
Durch g_1 wird berücksichtigt, daß aufgrund des Antennenversatzes ($\vec{s} = s_x \vec{u}_x + s_y \vec{u}_y$) der Hauptbeitrag der Teilreflexion über einen anderen Richtungswinkel als der Hauptbeitrag der Reflexion von der Metallplatte erfolgt. Eine einfache Rechnung zeigt, daß beispielsweise für die durch Gl. (3.19) gegebene Rechteckapertur dieser Effekt vernachlässigbar ist (d.h. $g_1 \approx 1$), wenn

$$\frac{d_{eff}}{D + d_{eff}} \ll \frac{D\,\lambda_o}{a\,s_x} \quad \text{und} \quad \frac{d_{eff}}{D + d_{eff}} \ll \frac{D\,\lambda_o}{b\,s_y} \qquad (3.32)$$

gelten.
Der Faktor g_2 berücksichtigt, daß der Betrag des Reflexionsfaktors an dielektrischen Grenzschichten im Gegensatz zu dem an einer

Metallplatte vom Einfallswinkel abhängt. Da g_2 - 1 proportional s_x^2 - s_y^2 ist, gilt in dieser Näherung g_2 = 1 für um 45° versetzte Antennen mit $s_x = s_y$ (siehe Abb. 3.2). Im folgenden Abschnitt wird gezeigt, daß auch in anderen Fällen mit guter Näherung g_2 = 1 gesetzt werden kann.

In g_3 ist die "Strahlungsdämpfung", also die Tatsache enthalten, daß aufgrund der Krümmung der Wellenfront eine Amplitudenabnahme in Ausbreitungsrichtung auftritt.
Mit g_4 wird der Veränderung der Laufzeiten durch den schrägen Einfall Rechnung getragen.

Die Funktion A(jω) nach Gl. (3.31c) verändert aufgrund des Einflusses des Faktors g_1 ihre Amplitude mit der Frequenz. Ist die unter (3.32) genannte Voraussetzung gegeben, und kann man auch g_2 = 1 setzen, so verbleibt schließlich die für das hier vorliegende Problem brauchbare Näherungslösung

$$\Gamma^e(j\omega) = \frac{\tilde{r}(0)}{1 + \sum_p \frac{\mu_p d_p}{\sqrt{\varepsilon_{r,p}}} \frac{1}{D}} \; e^{-j2k_o \sum_p [\mu_p d_p \sqrt{\varepsilon_{r,p}} \, (1 - \frac{\dot{s}^2}{8 D^2 \varepsilon_{r,p}})]} \; . \tag{3.33}$$

Für die bei der Auswertung im Kapitel 4 wichtigen Einfachreflexionen ergibt sich daraus unter Berücksichtigung von Gl. (2.12)

$$\Gamma_n^{(1)}(j\omega) = \frac{\rho_{o,n} (\prod_{\nu=1}^{n-1} (1-\rho_{o,\nu}^2))}{1 + \frac{1}{D} \sum_{\nu=1}^{n-1} \frac{d_\nu}{\sqrt{\varepsilon_{r,\nu}}}} \; e^{-j2k_o \sum_{\nu=1}^{n-1} (d_\nu \sqrt{\varepsilon_{r,\nu}} \, (1 - \frac{\dot{s}^2}{8 D^2 \varepsilon_{r,\nu}}))} \; . \tag{3.34}$$

Dabei bedeutet $\Gamma_n^{(1)}$ den Beitrag der Einfachreflexion an der n-ten Grenzschicht. Für die erste Grenzschicht folgt

$$\Gamma_1^{(1)}(j\omega) = \rho_{o,1} \tag{3.35a}$$

und für die zweite

$$\Gamma_2^{(1)}(j\omega) = \frac{\rho_{o,2}(1 - \rho_{o,1}^2)}{1 + \frac{d_1}{D\sqrt{\varepsilon_{r,1}}}} \; e^{-j2k_o d_1\sqrt{\varepsilon_{r,1}}} \left(1 - \frac{\frac{1}{8}s^2}{D^2\varepsilon_{r,1}}\right) . \tag{3.35b}$$

Der Näherungsausdruck nach Gl. (3.33) hat für verlustlose dispersionsfreie Dielektrika einen frequenzunabhängigen Betrag und eine linear mit der Frequenz zunehmende Phase. Damit entspricht $\Gamma^e(j\omega)$ einem verzerrungsfreien Laufzeitglied. Überträgt man dieses Ergebnis in den Zeitbereich, so ergibt sich die folgende wichtige Aussage:
Unter der Voraussetzung der Gültigkeit der Näherung nach Gl. (3.33) unterscheidet sich der zeitliche Verlauf der zu den Einzelreflexionen an der dielektrischen Schichtstruktur gehörenden Echofunktionen gegenüber der Echofunktion bei Reflexion an der Metallplatte nur durch einen Amplitudenfaktor und eine Zeitverschiebung.

3.4 Diskussion der Güte der Näherungslösung

Im Abschnitt 3.3 wurden Näherungslösungen für $\Gamma^e(j\omega)$ mit Hilfe der Methode der stationären Phase abgeleitet, ohne daß die Zulässigkeit dieser Näherungsmethode quantitativ nachgeprüft wurde. Die Diskussion der Gültigkeit des Näherungsverfahrens soll nun erfolgen. Für konkrete Zahlenbeispiele kann man eine Aussage über die Güte der verschiedenen Näherungslösungen durch Vergleich mit dem aus der numerischen Auswertung des - bis auf die Vernachlässigung der blindgedämpften Wellen - exakten Ausdrucks nach Gl. (3.23) bestimmten Ergebnis gewinnen. Die numerische Auswertung der zweidimensionalen Integrale (dreidimensionales Streuproblem) der Gl. (3.23) für eine größere Anzahl verschiedener Parameterwerte ist jedoch sehr rechenzeitintensiv (siehe Anhang 8.1). Daher wurde Gl. (3.23) im Rahmen dieser Arbeit nur für relativ wenige

Zahlenbeispiele ausgewertet. Da man bei der Berechnung des entsprechenden zweidimensionalen Streuproblems mit wesentlich kürzeren Rechenzeiten auskommt, wird dieses in der folgenden zur Untersuchung der in Abschnitt 3.3 entwickelten Näherungen benutzt. Die dabei gewonnenen prinzipiellen Aussagen sind sinngemäß auf den dreidimensionalen Fall übertragbar.

Das zweidimensionale Streuproblem ist natürlich eine theoretische Fiktion. Man gelangt vom dreidimensionalen (siehe Abb. 3.2) zu diesem zweidimensionalen Fall, indem man die Höhe b der Antennen gegen Unendlich streben läßt und das Feld in der Aperturöffnung als von der Koordinate y unabhängig annimmt. Damit wird das gesamte elektromagnetische Feld unabhängig von y, das heißt es verbleibt nur eine Abhängigkeit von x und von z. Man kann hierbei zwei Fälle unterscheiden, nämlich den TE-Fall mit $\vec{E}$ parallel zu y und den TM-Fall mit $\vec{H}$ parallel zu y. Da die numerischen Ergebnisse für den TM-Fall keine grundsätzlich anderen Aussagen als die für den TE-Fall erbrachten, sollen hier nur die Ergebnisse für den TE-Fall wiedergegeben werden.
Die zur Gln. (3.23a - e) analogen Ausdrücke für den zweidimensionalen Fall lauten

$$\Gamma^e(j\omega) = \frac{\int\limits_{|k_x|<k_o} S^2(k_x)\, \tilde{r}(k_x)\, e^{-j\Psi_1(k_x)}\, dk_x}{\int\limits_{|k_x|<k_o} S^2(k_x)\, e^{-j\Psi_2(k_x)}\, dk_x} \qquad (3.36a)$$

$$\text{mit} \qquad \Psi_1(k_x) = \Psi_2(k_x) + 2\sum_p \mu_p d_p \sqrt{k_o^2 \varepsilon_{r,p} - k_x^2} \qquad (3.36b)$$

$$\text{und} \qquad \Psi_2(k_x) = k_x s + 2D\sqrt{k_o^2 - k_x^2} \quad . \qquad (3.36c)$$

wobei jetzt $s = s_x$ wieder den seitlichen Versatz der beiden Antennen bedeutet. Verwendet man die Methode der stationären Phase zur Lösung dieses Ausdrucks, so bekommt man die zu Gl. (3.31) analoge Näherungsbeziehung

$$\Gamma^e(j\omega) = \Gamma^e_{TEM}(j\omega)\ \Lambda(j\omega)$$

mit

$$\Lambda(j\omega) = \overbrace{\left[\frac{F\left(\frac{k_o s}{2(D+d_{eff})}\right)}{F\left(\frac{k_o s}{2D}\right)}\right]^2}^{g_1} \overbrace{\left[1+\eta\left(\frac{s}{2(D+d_{eff})}\right)^2\right]}^{g_2} \overbrace{\left[\frac{1}{\sqrt{1+\frac{d_{eff}}{D}}}\right]}^{g_3} \times$$

$$\times \overbrace{e^{j2k_o\frac{s^2 d_{eff}}{8D^2}}}^{g_4} \quad , \qquad (3.37)$$

wobei d_{eff} durch Gl. (3.30) gegeben ist. Für $g_1 \approx 1$ und $g_2 \approx 1$ verbleibt

$$\Gamma^e(j\omega) = \Gamma^e_{TEM}(j\omega) \cdot \frac{1}{\sqrt{1+\frac{d_{eff}}{D}}}\ e^{j2k_o\frac{s^2 d_{eff}}{8D^2}} \quad . \qquad (3.38)$$

Gl (3.3() ist das zweidimensionale Analogor zu Gl. (3.33).

Um den Einfluß der verschiedenen Parameter auf die Güte der Näherungslösung zu separieren, wird zunächst der Fall, bei dem dieselbe Antenne zum Senden und Empfangen benutzt wird, und diese eine konstante Aperturbelegung hat, behandelt. Der den Antennenversatz beschreibende Parameter ist daher s = 0 zu setzen. Für diesen Sonderfall kann man auch eine andere, nicht auf der Methode der stationären Phase basierende Näherung [8] benutzen, bei der die Integranden in Gl. (3.36a) durch eine e-Funktion angenähert werden:

$$S^2(k_x) \approx S^2(0)\ e^{-\alpha_1 k_x^2} \quad \text{mit} \quad \alpha_1 = -q\frac{d^2}{dk_x^2}\left[\frac{S^2(k_x)}{S^2(0)}\right]\Big|_{k_x=0}$$

$$S^2(k_x)\tilde{r}(k_x) \approx S^2(0)\tilde{r}(0)e^{-\alpha_2 k_x^2} \text{ mit } \alpha_2 = -q\frac{d^2}{dk_x^2}\left[\frac{S^2(k_x)\tilde{r}(k_x)}{S^2(0)\tilde{r}(0)}\right]\Big|_{k_x=0}$$

Der Faktor q wurde empirisch - im Sinne einer besten Annäherung an die exakte Lösung (numerische Auswertung von Gl. (3.36a) - zu q = 0,3 bestimmt. Setzt man in den Gln. (3.36b, c) weiterhin

$$\Psi_2(k_x) \approx 2Dk_o - D\frac{k_x^2}{k_o}$$

und $$\Psi_1(k_x) \approx \Psi_2(k_x) + 2k_o \int_p \mu_p \sqrt{\varepsilon_{r,p}}\, d_p - d_{eff}\frac{k_x^2}{k_o}$$

und läßt die Grenzen des Integrals in Gl. (3.36a) gegen Unendlich gehen, so wird

$$\Lambda(j\omega) \approx \sqrt{\frac{D + j\alpha_1 k_o}{D + d_{eff} + j\alpha_2 k_o}} \quad . \tag{3.39}$$

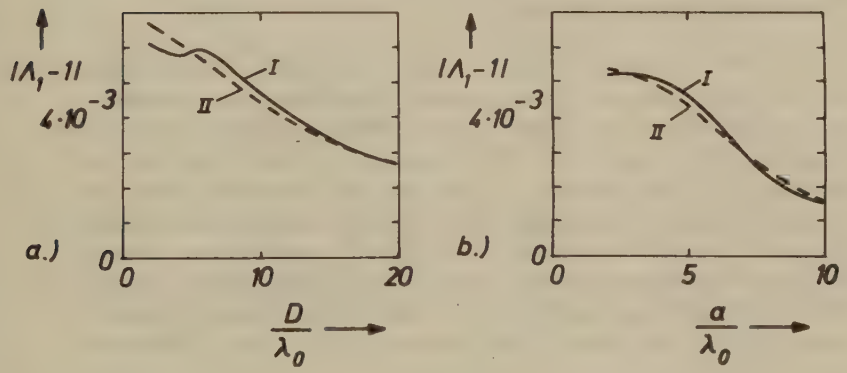


Abb. 3.4 Abweichung der normierten Reflexion an der ersten Grenzschicht gegenüber der Reflexion einer senkrecht einfallenden ebenen homegenen Welle
(zweidimensionaler TE-Fall; f = 8 GHz; $\varepsilon_{r,1} = 2$; s = 0)
a.) $a/\lambda_o = 5$
b.) $D/\lambda_o = 10{,}67$
I: Numerische Auswertung von Gl. (3.36a), exakte Lösung
II: Näherung nach Gl. (3,39), $d_{eff} = 0$

Abb. 3.4 zeigt $\Lambda = |\Lambda_1 - 1|$ (Abweichung vom TEM-Fall) für die Reflexion an der ersten Grenzschicht anhand eines Zahlenbeispiels. Aus der für die Rekonstruktion der Schichtstruktur angewandten Näherung Gl. (3.38) folgt hierfür wegen $s = 0$ mit $d_{eff} = 0$ wegen Reflexion nur an der ersten Grenzschicht

$$\Lambda_1(j\omega) = 1 \ .$$

Der Wert von Λ_1 muß jedoch von Eins abweichen, da der Reflexionsfaktor für die ebenen Wellen an der dielektrischen Grenzschicht gegenüber dem an der metallischen Grenzschicht vom Einfallswinkel abhängig ist und das von der Antenne abgestrahlte Feld durch eine Überlagerung von ebenen Wellen verschiedener Richtungen beschrieben wird. Abb. 3.4 und weitere Zahlenbeispiele zeigen jedoch, daß diese Abweichung von Eins so gering ist, daß sie in den meisten Fällen vernachlässigt werden kann.

In Abb. 3.5 ist der Wert von $\Lambda = \Lambda_2$ für die Einfach-, Zweifach-, und Dreifachreflexion an der zweiten Grenzschicht in Abhängigkeit vom Abstand D der Antenne zur obersten Grenzschicht für ein Zahlenbeispiel dargestellt. Man erkennt, daß der Fehler der für die Rekonstruktion nach Gl. (3.38) bei der Einfachreflexion am größten ist (siehe Kurvenzug III). Geht man davon aus, daß entsprechend der NTG-Empfehlung 1301 [27] das Fernfeld der Antenne bei $D = 2a^2/\lambda$ beginnt (hier: $D \approx 1{,}6$ m), so zeigt sich, daß der Fehler der Näherung (Kurve III) im Vergleich zum exakten Wert (Kurve I) auch für wesentlich kleinere Entfernungen tolerierbar ist.

Nun sollen einige Ergebnisse zur Auswirkung des Antennenversatzes s bei getrennter Sende- und Empfangsantenne beschrieben werden. In Abb. 3.6 ist für eine Antennenanordnung mit einer im Abstand D befindlichen Metallplatte die Übertragungsfunktion $H_M(j\omega)$ für $s \neq 0$ bezogen auf den Fall $s = 0$ dargestellt, also

$$\tilde{C}(s) = \frac{H_M(j\omega)_{|s}}{H_M(j\omega)_{|s=0}} \ .$$

Der exakte Ausdruck für $\tilde{C}(s)$ ergibt sich aus Gl. (3.36) zu

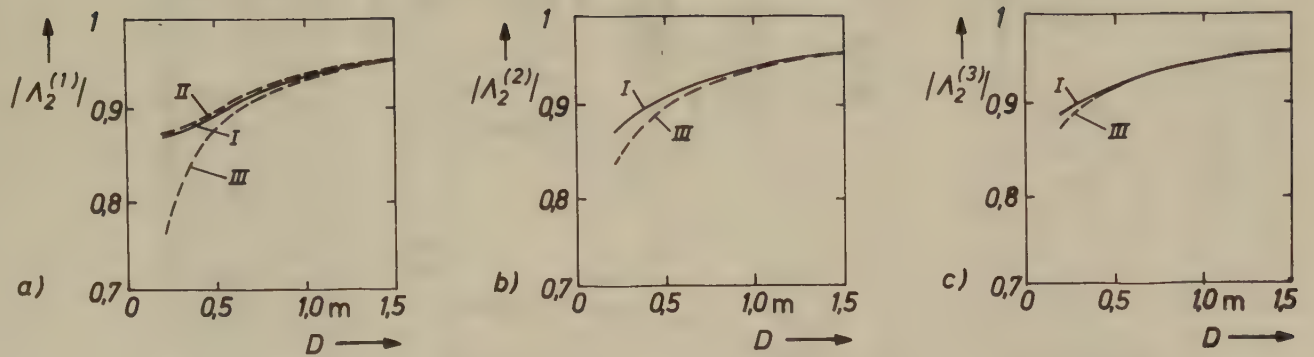


Abb. 3.5 Abweichung der normierten Reflexion an der zweiten Grenzschicht gegenüber der Reflexion einer senkrecht einfallenden ebenen homogenen Welle
(zweidimensionaler TE-Fall; f = 6 GHz; a = 0,2 m; d_1 = 0,2 m; s = 0; $\varepsilon_{r,1}$ = 2; $\varepsilon_{r,2}$ = 1)
a: Einfachreflexion, b: Zweifachreflexion, c: Dreifachreflexion
I: Numerische Auswertung von Gl. (3.36a), II: Näherung nach Gl. (3.39)
III: Näherung nach Gl. (3.38)

$$\tilde{C}(s) = \frac{\int S^2(k_x)\, e^{-j(k_x s + 2D\sqrt{k_o^2 - k_x^2})}\, dk_x}{\int S^2(k_x)\, e^{-j2D\sqrt{k_o^2 - k_x^2}}\, dk_x} \qquad (3.40)$$

Die Kurve I ist das Ergebnis der numerischen Auswertung von Gl (3.40), während die Kurve II dem mit Hilfe der Methode der stationären Phase für $\tilde{C}$ gewonnenen Ergebnis (3.38) entspricht. Man erkennt, daß für Werte $s/D < 0{,}2$ die Näherung eine relativ gute Übereinstimmung liefert.

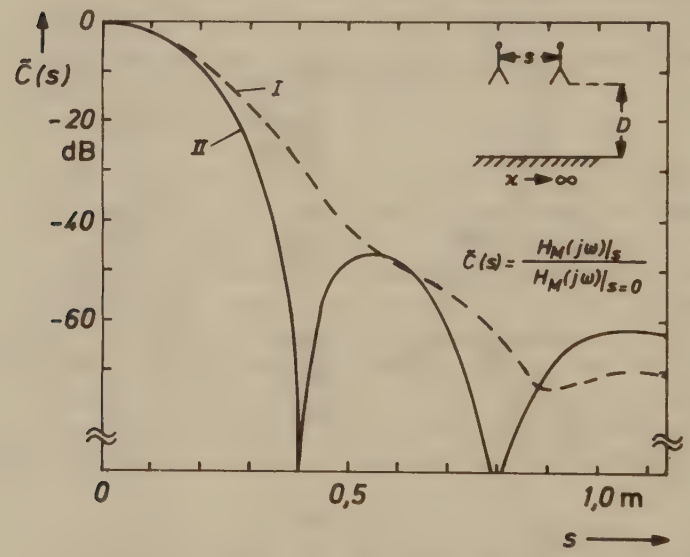


Abb. 3.6 Abhängigkeit der Übertragungsfunktion $H_M(j\omega)$ zwischen zwei Antennen vom Versatz s; Reflexion an einer Metallplatte im Abstand D = 0,5 m; (zweidimensionaler Fall, f = 6 GHz; a = 0,2 m)
I. Numerische Auswertung von Gl. (3.40)
II. Näherung über stationäre Phase

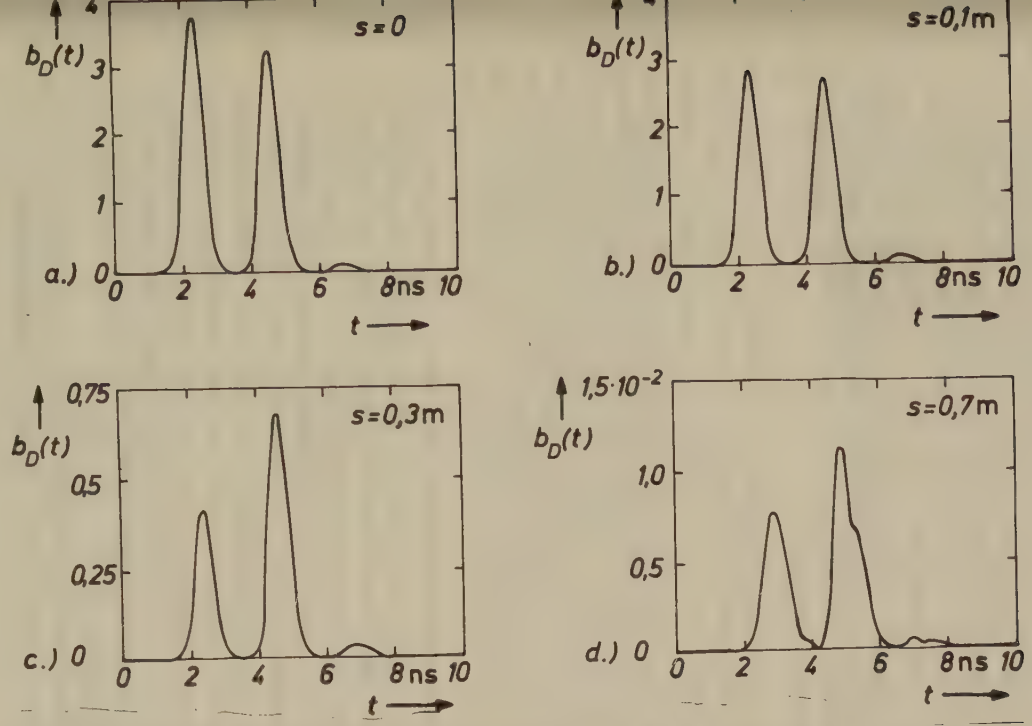


Abb. 3.7 Berechnete Einhüllende der Echofunktion für eine dielektrische Platte (d_1 = 0,2 m; $\varepsilon_{r,1}$ = 2; $\varepsilon_{r,2}$ = 1) für verschiedene Werte des Antennenversatzes s; zweidimensionaler Fall;
Antenne (a = 0,2 m) im Abstand D = 0,5 m;
Gauimpuls mit f_o = 6 GHz und einer 20 dB-Bandbreite von Δf = 3 GHz

Die durch die "Strahlungsdämpfung" (Faktor g_3 in Gl. (3.37)) und den Antennenversatz s verursachte Abweichung des Übertragungsverhaltens im Vergleich mit dem des senkrechten Einfalls ebener homogener Wellen wird in Abb. 3.7 anhand eines Zahlenbeispiels gezeigt. Zur Verdeutlichung ist hierbei eine Darstellung im Zeitbereich gewählt, nämlich die Übertragung eines gaußförmigen Impulses (Mittenfrequenz = 6 GHz, 20 dB - Bandbreite Δf = 3 GHz). Zur einfacheren Darstellung ist statt des Verlaufs des reellen Signals der Betrag des analytischen Signals (= Einhüllende) wiedergegeben. Die Berechnung dieser Kurven erfolgte, indem zunächst im Frequenzbereich bei einer hinreichenden Zahl diskreter Frequenzpunkte das Reflexionsintegral

$$\int S^2(k_x)\, \tilde{r}(k_x)\, e^{-j\Psi_1(k_x)}\, dk_x$$

numerisch ausgewertet und anschließend mit Hilfe der schnellen Fouriertransformation (FFT) in den Zeitbereich transformiert wurde. Das analytische Signal erhält man durch Nullsetzen der den negativen Frequenzen zugeordneten Amplituden. Der Betrag des analytischen Signals kann dann als Einhüllende des entsprechenden reellen Signals aufgefaßt werden [20].

Bei dem berechneten Beispiel handelt es sich um eine freistehende, d_1 = 0,2 m dicke Platte ($\varepsilon_{r,1}$ = 2; $\varepsilon_{r,2}$ = 1). Abb. 3.7a zeigt den Verlauf der Einhüllenden der Echofunktion für den Fall einer identischen Sende- und Empfangsantenne (s = 0). Man erkennt deutlich die Anteile der Einfachreflexionen an der ersten und zweiten Grenzschicht sowie den Anteil von der Zweifachreflexion an der zweiten Grenzschicht. Für den Fall einer senkrecht einfallenden ebenen homogenen Welle ist das zweite Echo für diese Zahlenwerte nur um den Faktor 0,97 niedriger als das erste. Hier (Antenne mit a = 0,2 m in D = 0,5 m Entfernung) ist jedoch das zweite Echo aufgrund der Strahlungsdämpfung (Faktor g_3 in Gl. (3.37)) deutlich geringer.
Für getrennte Sende- und Empfangsantennen mit s = 0,1 m (Abb. 3.7b) und s = 0,3 m (Abb. 3.7c) erfolgt die hauptsächliche

Übertragung des ersten und zweiten Echos über verschiedene Winkelbereiche im Strahlungsdiagramm der Antenne (siehe auch Gl. (3.37)). Damit weicht g_1 stärker von 1 ab, weil die Bedingung (3.37) in diesem Fall nicht erfüllt ist. Da das zweite Echo über den dichter an der Hauptstrahlrichtung liegenden Bereich des Richtdiagramms übertragen wird, steigt seine Amplitude - relativ zu der des ersten Echos - insbesondere (hier) für s = 0,3 m - stark an. Für noch größeren Versatz (Abb. 3.7d mit s = 0,7 m) kommt es aufgrund dann nicht mehr zu vernachlässigender Frequenzabhängigkeit des Faktors g_1 in Gl. (3.37) zu einer deutlichen Verzerrung der Impulsform.

Zum Schluß dieses Abschnitts sei noch erwähnt, daß Arsayev [14], [15] ebenfalls eine Antennen - Schicht - Konfiguration im Frequenzbereich auf Abweichungen gegenüber dem Fall einer senkrecht einfallenden ebenen homogenen Welle untersucht hat. Dabei wird im Gegensatz zur vorliegenden Arbeit keine Aufspaltung der Gesamtreflexion in Einzelreflexionen vorgenommen. Die durch den Einfluß des Antennennahfeldes bedingte Abweichung gegenüber dem Fall einer ebenen homogenen Welle wirkt sich erheblich aus. Dagegen läßt sich diese Abweichung bei der Betrachtung von Einzelreflexionen leicht eliminieren.

4. Rekonstruktion der Schichtstruktur

4.1 Allgemeines

Zur Bestimmung der gewünschten Informationen (d_n, $\varepsilon_{r,n}$) bezüglich der Schichtstruktur auf berührungslosem Wege wird ein breitbandiger Impuls des Zeitverlaufs a(t) in die Sendeantenne eingespeist und das von der Schichtstruktur reflektierte, über dieselbe oder eine zweite Antenne empfangene elektromagnetische Echo ausgewertet (vgl. Abb. 4.1a). Wie im dritten Kapitel ausgeführt wurde, kann man die von der Reflexion an seitlichen Inhomogenitäten der Schichtstruktur oder von Mehrfachreflexionen zwischen der Antenne und der Schichtstruktur stammenden Anteile im Echoverlauf aufgrund unterschiedlicher Laufzeiten trennen (Zeitfilterung). Zur Abtrennung eines vom Übersprechen zwischen den Antennen stammenden Anteils ist gegebenenfalls ein Subtraktionsverfahren anzuwenden. Im folgenden wird nur noch die verbleibende "bereinigte" Echofunktion, die mit b(t) bezeichnet werden soll, betrachtet.

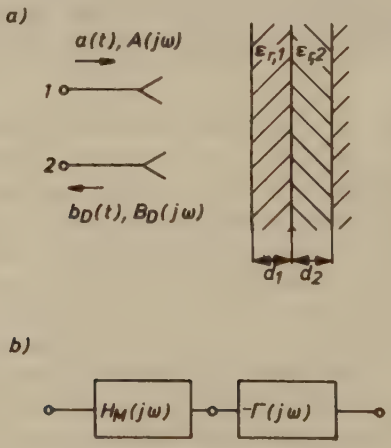


Abb. 4.1 Antennen - Schichtstruktur - Konfiguration (a) und zugehöriges Zweitorersatzschaltbild (b)

Führt man zunächst eine Normierungsmessung an einer Metallplatte (am Ort der Grenzschicht 1) durch, so erhält man für die Fouriertransformierte der Echofunktion $b_M(t)$

$$F(b_M(t)) = B_M(j\omega) = H_M(j\omega)\, A(j\omega)$$

mit $$A(j\omega) = F(a(t)) \,, \qquad (4.1)$$

wobei $H_M(j\omega)$ die Übertragungsfunktion der Antennenkonfiguration in Abb. 4.1a für den Fall $\varepsilon_{r,1} \to \infty$ ist. Für den Fall der zu untersuchenden Schichtstruktur erhält man

$$F(b_D(t)) = B_D(j\omega) = -\Gamma(j\omega)\, H_M(j\omega)\, A(j\omega) \,. \qquad (4.2)$$

Gl.(3.33) besagt nun, daß unter den dort angenommenen Voraussetzungen die Übertragungsfunktion $\Gamma(j\omega)$, die den Unterschied zwischen dem Fall der dielektrischen Schichtstruktur und dem der Metallplatte beschreibt (siehe Abb. 4.1b), näherungsweise als Summe von Laufzeitgliedern in der Form

$$\Gamma(j\omega) = \sum_\nu A_\nu e^{-j\omega T_\nu} \quad \text{und} \quad \gamma(t) = F^{-1}(\Gamma(j\omega) = \sum_\nu A_\nu \delta(t - T_\nu) \qquad (4.3)$$

geschrieben werden kann, wobei die Größen A_ν und T_ν frequenzunabhängig sind und zu Einzelreflexionen an den Grenzschichten gehören. Die Echofunktion $b_D(t)$ für die Schichtstruktur erhält man dann durch Faltung der Echofunktion $b_M(t)$ der Metallplatte mit $\gamma(t)$:

$$b_D(t) = b_M(t) * \gamma(t) = -\sum_\nu A_\nu\, b_M(t - T_\nu) \,. \qquad (4.4)$$

Nach Einführung dieser Näherung kann die Aufgabe der Schichtrekonstruktion nun näher präzisiert werden. Es wird hierbei davon ausgegangen, daß nur die Empfangssignale $b_M(t)$ und $b_D(t)$ bekannt sind. Das Rekonstruktionsverfahren läßt sich dann in zwei Teile zerlegen.

Im ersten Teil, der im Abschnitt 4.2 beschrieben ist, müssen aus diesen Zeitfunktionen die Amplituden A_ν und die Laufzeiten T_ν bestimmt werden. Dies wird durch eine mögliche zeitliche Überlappung der einzelnen Echos und das gleichzeitig vorhandene Rauschen erschwert.

Im zweiten Teil (Abschnitt 4.3) geht es um die Bestimmung der gesuchten Dicken und Dielektrizitätszahlen der Schichten aus den A_ν- und T_ν-Werten. Dabei sind diese Werte in geeigneter Weise den Einfach- und Mehrfachreflexionen an den Grenzschichten zuzuordnen.

4.2 Bestimmung der Laufzeiten und Amplituden der Einzelreflexionen aus Messungen mit bandbegrenzten Impulsen

4.2.1 Grenzen bei der direkten Auswertung der Echofunktion

Aufgrund der begrenzten Bandbreite des Eingangsimpulses und der Antennen besitzt das Echosignal $b_M(t)$ eine endliche zeitliche Ausdehnung. So hat ein Impuls linearer Phase, dessen Spektrum gaußförmig um eine Mittenfrequenz liegt und eine 20 dB - Bandbreite Δf aufweist, eine zeitliche 20 dB - Ausdehnung von

$$\frac{\delta T}{ns} \approx \frac{2,9}{\Delta f/GHz} \quad .$$

Für den Fall, daß alle Laufzeitdifferenzen $(\Delta T)_\nu = T_\nu - T_{\nu-1}$ hinreichend groß gegen δT sind, kann man die gegenseitige Überlappung der Einzelechos vernachlässigen. Die gesuchten Größen T_ν und A_ν sind dann auf einfache Weise durch direkte Auswertung von $b_M(t)$ und $b_D(t)$ bestimmbar. Ein solches einfaches Auswerteverfahren ist in Abb. 4.2 angedeutet. Zunächst werden bei den Einzelechos die "Halbwellen" größter Amplitude aufgesucht und die Zeitpunkte der sie einschließenden Nulldurchgänge T'_ν und T''_ν bestimmt. Daraus ergeben sich die Laufzeitunterschiede entsprechend

$$T_\nu - T_1 = 0{,}5(T'_\nu + T''_\nu - T'_1 - T''_1)$$

und die Amplituden durch Vergleich mit $b_M(t)$ zu

$$A_\nu = \pm \frac{1}{b_o} \operatorname{Max}_{T'_\nu < t < T''_\nu} | b_D(t) | = -\frac{b_\nu}{b_o} \quad .$$

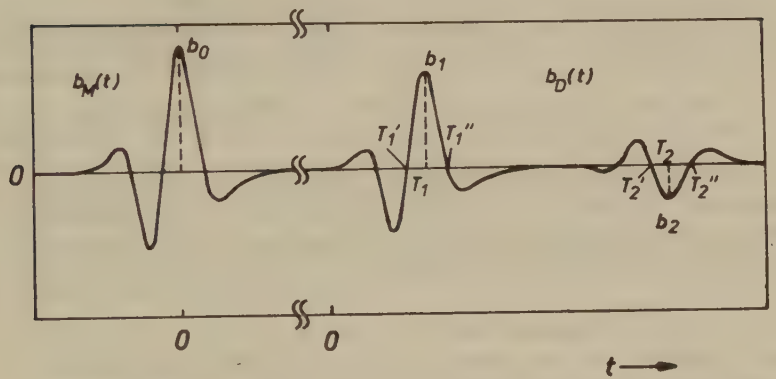


Abb. 4.2 Einfaches Auswerteverfahren für Echos ohne zeitliche Überlappung

Dieses einfache Verfahren versagt für den Fall, daß aufgrund geringerer Laufzeitdifferenzen eine wesentliche Überlappung der Einzelechos auftritt. Bei der hier verwendeten Apparatur (vgl. Kapitel 5) beträgt die zeitliche 20 dB- Breite von $b_M(t)$ ungefähr 1 ns, so daß diese Überlappung etwa bei Dicken von $d \leq 15/\sqrt{\varepsilon_r}$ cm der Einzelschichten zu berücksichtigen ist.

Für diesen Fall müssen aufwendigere Auswerteverfahren eingesetzt werden. Bevor einige solcher Verfahren genauer beschrieben werden, sei eine grundsätzliche Feststellung vorangeschickt. Im Prinzip könnte man die Größen A_ν und T_ν auch bei sehr kleinen Laufzeitunterschieden und damit starker Überlappung bestimmen, wenn neben $b_M(t)$ auch $b_D(t)$ beliebig genau bekannt wäre.

Da die Messungen in der Realität jedoch mit einem Fehler, der hier als Rauschgröße $n(t)$ angenommen wird, behaftet sind, gibt es eine Grenze bei der Auflösung und Bestimmung der A_ν- und T_ν-Werte zeitlich eng benachbarter Einzelreflexionen.

4.2.2 Lineare Filterung (Inverses Filter)

Unter einer linearen Filterung des Empfangssignals $b_D(t)$ wird die Multiplikation seines Spektrums $B_D(j\omega)$ mit der Filterfunktion $H_F(j\omega)$ verstanden, so daß sich ein neues Ausgangssignal

$$\tilde{b}_D(t) = F^{-1}\{H_F(j\omega)\ B_D(j\omega)\} = F^{-1}\{H_F(j\omega)\ F(b_D(t))\} \qquad (4.5)$$

ergibt. In Zusammenhang mit diesem Abschnitt wird von einer numerischen Realisierung dieser Filterung, etwa durch zweifache Anwendung der schnellen Fouriertransformation (FFT) oder einer schnellen Faltung [30] ausgegangen.

In dem hier vorliegenden Fall soll nun durch die Filterung erreicht werden, daß das unter 4.2.1 beschriebene oder ein ähnliches einfaches Auswerteverfahren auch dann noch auf das neue Ausgangssignal $\tilde{b}_D(t)$ angewendet werden kann, wenn es für $b_D(t)$ nicht oder nur mit großen Fehlern anwendbar ist. Um die Anforderungen an ein solches Filter genauer spezifizieren zu können, sollen zunächst nochmals die Gründe für ein mögliches Versagen des Auswerteverfahrens nach Abb. 4.2. beschrieben werden. Im gemessenen Verlauf von $b_D(t)$ wird die Bestimmung der Parameter des Einzelechos der Form $b_M(t - T_\nu)$ dadurch verfälscht, daß sich diesem Signal
a.) die "Nebenzipfel" der benachbarten Echos überlagern (Überlappung)
b.) eine Rauschspannung $n(t)$ überlagert.

Geht man einfachheitshalber von nur e i n e m benachbarten, gleichstarken Echo an der Stelle $t = T_\mu$ aus, so beträgt dieser Überlagerungsanteil an der Stelle $t = T_\nu$ vor der Filterung

$b_M(T_\nu - T_\mu) + n(T_\nu)$ und nach der Filterung $\tilde{b}_M(T_\nu - T_\mu) + \tilde{n}(T_\nu)$. Die Anforderung an das Filter läßt sich dann in der Form

$$\frac{|\tilde{b}_M(T_\nu - T_\mu)| + \sqrt{\tilde{n}^2(t)}}{|\tilde{b}_M(0)|} = \text{Min.} \quad \text{für } |T_\nu - T_\mu| \geq T_{min} \tag{4.6}$$

formulieren, d.h. es wird verlangt, daß nach der Filterung der Überlagerungsanteil (Überlappung und Rauschen) im Vergleich zum Maximalwert des Einzelechos minimal wird. Eine exakte Lösung dieser Aufgabe, d.h. eine Filterfunktion $H_F(j\omega)$, die bei gegebenem $B_M(j\omega)$ und $|N(j\omega)|$ den Ausdruck (4.6) minimal werden läßt, ist nicht bekannt. Daher soll hier auf heuristischem Wege eine Näherungslösung für diese Filterfunktion bestimmt werden.

Dazu sei zunächst der Anteil des Rauschens gleich Null gesetzt, so daß die Gl. (4.6) vereinfacht

$$\frac{|\tilde{b}_M(T_\nu - T_\mu)|}{|\tilde{b}_M(0)|} = \text{Min.} \quad \text{für } |T_\nu - T_\mu| \geq T_{min} \tag{4.7}$$

lautet. Diese Forderung bedeutet, daß die "Nebenzipfel" des Impulses $\tilde{b}_M(t)$ für $|t| \geq T_{min}$ im Vergleich zum Maximalwert $|\tilde{b}_M(0)|$ minimal werden sollen. Betrachtet man die Klasse der bandbegrenzten Funktionen, so findet man, daß ein Impuls $w(t)$ mit dem Spektrum $W(j\omega)$ die Anforderung nach kurzer zeitlicher Ausdehnung und niedrigen Nebenzipfeln dann erfüllt, wenn

a.) die Phase der Spektralfuktion $W(j\omega)$ sich linear mit der Frequenz ω verändert

b.) $|W(j\omega)|$ sich nur "langsam" mit ω ändert und zu den Bandgrenzen hin "glatt" abfällt.

Funktionen mit diesen Eigenschaften findet man in der Literatur (siehe z.B. [31], [33]) ausführlich diskutiert. Unter mehreren, für den hier vorliegenden Zweck tauglichen Funktionen wurde hier

das "Blackman-Fenster" [31] ausgewählt. Es setzt eine Bandbreite von

$$\frac{(\Delta f)_{\text{Blackm.}}}{\text{GHz}} < \frac{T_{\min}}{\text{ns}}$$

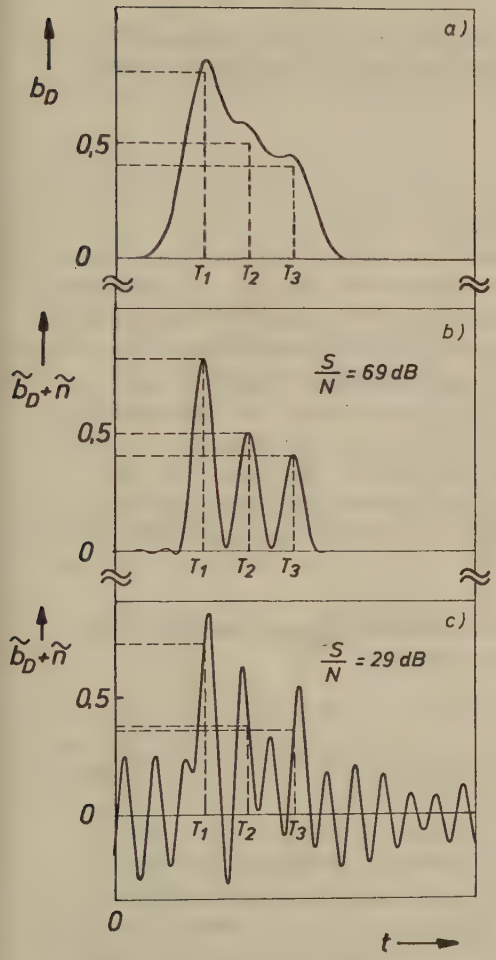
voraus, um eine "Nebenzipfeldämpfung" von 58dB zu garantieren [31], [32]. Der vorgegebene Impuls $b_M(t)$ weist aufgrund seines im allgemeinen nichtlinearen Phasengangs und des das vorgebene Band ($\omega_1 < |\omega| < \omega_2$) nicht optimal ausnutzenden Amplitudengangs diese erwünschten Eigenschaften nicht auf. Man kann ihn aber über die Funktion

$$H_{F,1}(j\omega) = \frac{W(j\omega)}{B_M(j\omega)} \quad \text{für} \quad \omega_1 \leq |\omega| \leq \omega_2 \tag{4.8}$$

in den beschriebenen Impuls w(t) umwandeln. Diese Filterfunktion bewirkt also eine Kompensation des eventuell ungünstigen Amplituden- und Phasengangs von $B_M(j\omega)$. Sie wird auch als "inverses Filter" [33] bezeichnet. Damit gilt

$$\tilde{b}_D(t) = -\sum_{\nu} A_\nu w(t - T_\nu)$$

Abb. 4.3 demonstriert anhand eines numerischen Beispiels, bei dem eine Bandbreite von $\Delta f = 2{,}3$ GHz zugrunde gelegt wurde, den Effekt eines solchen Filters. Abb. 4.3a zeigt die Überlagerung von drei gaußförmigen Impulsen. Ihre zeitliche Ausdehnung ist so bemessen, daß aufgrund der Überlappung die Auflösung in Einzelimpulse erschwert wird und relevante Fehler bei der Bestimmung der Lage und Höhe der Maxima auftreten. Da das Spektrum dieser Impulse die vorgegebene Bandbreite nicht optimal im Sinne der Gl. (4.7) nutzt, führt die Kompensation mit Hilfe eines inversen Filters zu Impulsen kürzerer zeitlicher Ausdehnung (siehe Abb. 4.3b). Hierdurch werden die Fehler bei der Bestimmung der A_ν und T_ν wesentlich reduziert.



$$b_D(t) = 0{,}8b_M(t - 4\,ns) + 0{,}5b_M(t - 5\,ns) + 0{,}4b_M(t - 6\,ns)$$

mit

$$b_M(t) = e^{-3(t/ns)^2}$$

$$\tilde{b}_D(t) + \tilde{n}(t)$$

$$F^{-1}\{B_D(j\omega)(H_F(j\omega) + N(j\omega))\}$$

mit

$H_F(j\omega)$ nach Gl. (4.8)

Abb. 4.3 Zahlenbeispiel für die Anwendung eines inversen Filters zur Verbesserung der Auflösung (Bandbreite Δf = 2,3 GHz)

a.) Ungefilterte Echofunktion

b.) Gefilterte Echofunktion für S/N = 69 dB, Blackman - Fenster

c.) Gefilterte Echofunktion für S/N = 29 dB, andere Daten wie unter b.)

Die Anwendbarkeit des inversen Filters nach Gl.(4.8) ist jedoch durch das den Nutzsignalen überlagerte Rauschen begrenzt. Beträgt dessen spektrale Leistungsdichte $|N(j\omega)|^2$, so verändert sie sich durch die Filterung zu

$$|\tilde{N}(j\omega)|^2 = \frac{|W(j\omega)|^2}{|B_M(j\omega)|^2}|N(j\omega)|^2 \quad \text{für } \omega_1 < |\omega| < \omega_2 \qquad (4.9)$$

Man erkennt aus dieser Gleichung, daß für den Fall starker "Einbrüche", d.h. $|B_M(j\omega)| << |B_M(j\omega)|_{max}$ im Spektrum $B_M(j\omega)$, das Rauschen extrem angehoben wird. Dies ist in Abb. 4.3c demonstriert. Während in Abb. 4.3b der Signal-Rausch-Abstand (S/N) 69dB beträgt, zeigt Abb. 4.3c das Ergebnis für S/N = 29dB. Man sieht, daß der Anteil des Rauschens nach erfolgter Filterung die Größenordnung des Signals $\tilde{b}_D(t)$ erreicht und eine Auswertung daher unmöglich macht.

Als ein Filter, das diese extreme Rauschanhebung vermeidet, kann in Anlehnung an [34] die Filterfunktion

$$H_{F,2}(j\omega) = \frac{B_M^*(j\omega)}{|B_M(j\omega)|^2 + \eta|N(j\omega)|^2} W(j\omega) \quad \text{für } \omega_1 < |\omega| < \omega_2 \qquad (4.10)$$

verwendet werden.Dabei ist η eine zunächst noch frei wählbare Konstante. Für den Fall $\eta \to 0$ geht das Filter in das inverse Filter nach Gl. (4.8) über, während es für $\eta \to \infty$ gegen ein "Matched Filter" [35] mit "Prewhitening" strebt. Da die spektrale Leistungsdichte $|N(j\omega)|^2$ meist nicht genau bekannt ist, bietet sich für die praktischen Fälle die Möglichkeit an, $\eta|N(j\omega)|^2$ in Gl.(4.10) durch eine Konstante N_o^2 zu ersetzen:

$$H_{F,3}(j\omega) = \frac{B_M^*(j\omega)}{|B_M(j\omega)|^2 + N_o^2} W(j\omega). \qquad (4.11)$$

Für N_o^2 könnte dann empirisch derjenige Wert ermittelt werden, für den der Ausdruck (4.6) ein Minimum annimmt.

4.2.3 Sukzessives Subtraktionsverfahren

Da das vom Generator abgegebene Signal von endlicher zeitlicher Ausdehnung ist und die Übertragungsfunktion vom Eingang der Sendeantenne zum Ausgang der Empfangsantenne dem Kausalitätsprinzip unterliegt, ist der zeitliche Verlauf des Empfangssignals $b_M(t)$ erst von einem bestimmten Zeitpunkt T_A von Null verschieden, d.h.

$$b_M(t) = 0 \quad \text{für } t < T_A \,. \tag{4.12}$$

Betrachtet man nun nochmals den zeitlichen Verlauf des Echos von der dielektrischen Schichtstruktur

$$b_D(t) = -\sum_\nu A_\nu b_M(t - T_\nu)$$

so folgt wegen $b_M(t - T_\nu) = 0$ für $t < T_A + T_\nu$, daß $b_D(t)$ für die Zeit $t < T_A + T_2$ nur durch das erste Echo bestimmt wird, also

$$b_D(t) = -A_1 b_M(t - T_1) \quad \text{für } t < T_A + T_2$$

gilt. Diese Feststellung, die besagt, daß ein bestimmter, zeitlich früher Teil des Echos überlappungsfrei ist, wird auch in Abb. 4.4 verdeutlicht.
Da der Verlauf der Funktion $b_M(t)$ bekannt ist, kann man im Prinzip aus dem Verlauf von $b_D(t)$ im Zeitintervall $T_A + T_1 < t < T_A + T_2$ die gesuchten Größen A_1 und T_1 bestimmen. Subtrahiert man die somit bekannte Funktion $-A_1 b_M(t - T_1)$ von $b_D(t)$, dann wird der zeitlich frühe Teil dieser so erhaltenen neuen Funktion allein durch das zweite Echo bestimmt. Es gilt in diesem Fall

$$b_D(t) + A_1 b_M(t - T_1) = -A_2 b_M(t - T_2)$$

für $T_A + T_2 < t < T_A + T_3$

so daß man aus dem Verlauf der Differenzfunktion in diesem Zeitintervall A_2 und T_2 bestimmen kann. Die Bestimmung von A_3 und T_3 verläuft sinngemäß nach zusätzlichem Abzug von $-A_2 b_M(t - T_2)$.

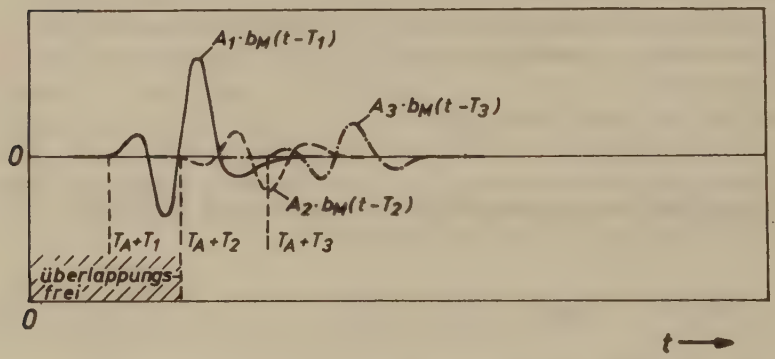


Abb. 4.4 Erläuterung des überlappungsfreien Gebietes

Um ein auf diesem Prinzip beruhendes Verfahren praktisch anwenden zu können, müssen noch weitere Voraussetzungen erfüllt sein:
a.) Da ohne vorherige Kenntnis der Laufzeitdifferenzen die Lage des jeweiligen überlappungsfreien Intervalls unbekannt ist, muß eine Mindestlaufzeitdifferenz ΔT im voraus bekannt sein.
b.) Der Anfangsverlauf des Impulses $b_D(t)$ muß innerhalb des Zeitintervalls $T_A < t < T_A + \Delta T$ eindeutig dem entsprechenden Anteil von $b_M(t)$ zugeordnet werden können.
Abb. 4.5 zeigt eine mögliche Vorgehensweise. Hierbei wird eine Mindestlaufzeitdifferenz ΔT angenommen, bei der die ersten beiden "Halbwellen" von $b_M(t)$ überlappungsfrei bleiben. Für die im fünften Kapitel beschriebene Apparatur

bedeutet diese Voraussetzung, daß $d_{min} = 4{,}5\text{cm}/\sqrt{\varepsilon_r}$ entspricht. Da unter diesen Umständen die schraffiert gezeichnete zweite "Halbwelle" von $b_M(t)$ überlappungsfrei ist, kann sie zur Bestimmung der A_ν und T_ν verwendet werden. Man könnte dazu prinzipiell die zeitliche Lage der Nulldurchgänge und die Amplitude des Extremums dieser Halbwelle heranziehen. In diesem Fall gehen nur die Funktionswerte an drei Stellen zur Bestimmung von A_ν und T_ν ein. Bei Anwesenheit von Rauschen ist jedoch das im folgenden beschriebene Korrelationsverfahren genauer.

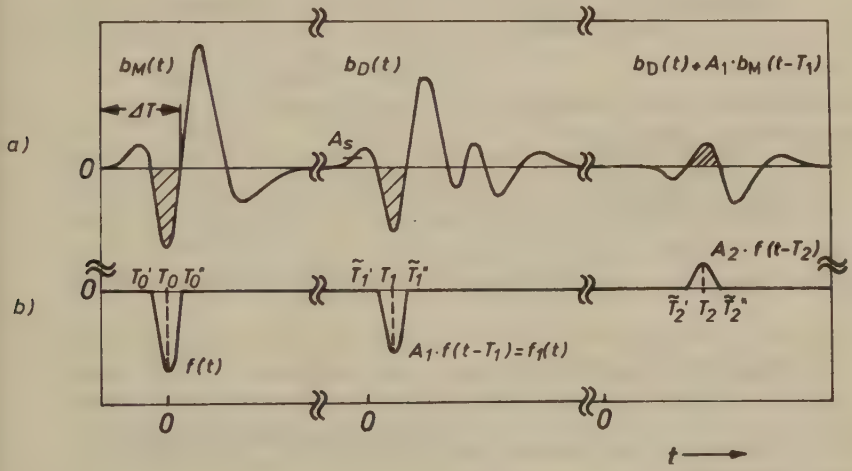


Abb. 4.5 Veranschaulichung des sukzessiven Subtraktionsverfahrens

a.) Echoverlauf $b_M(t)$ für Metallplatte und zugeordnete Ausschnittsfunktion $f(t)$.

b.) Echoverlauf $b_D(t)$ für dielektrische Schichtstruktur (hier : $b_D(t) = 0{,}8b_M(t - T_1) + -0{,}3b_M(t - T_2)$) und zur ersten Teilreflexion zugeordnete Ausschnittsfunktion $f_1(t)$.

c.) Echoverlauf für dielektrische Schichtstruktur nach Abzug des von der ersten Teilreflexion stammenden Anteils und zur zweiten Teilreflexion zugeordnete Ausschnittsfunktion $f_2(t)$.

Zunächst wird der funktionelle Verlauf f(t) der zweiten Halbwelle von $b_M(t)$ abgespeichert und anschließend die zweite Halbwelle des Empfangsimpulses $b_D(t)$ aufgesucht. Dazu ermittelt man, bei welchem Zeitpunkt $|b_D(t)|$ zum ersten Mal eine geeignet zu wählende Amplitudenschwelle A_s überschreitet (Beginn der ersten Halbwelle). Der Zeitpunkt des nächsten Nulldurchgangs erhält die Bezeichnung $\tilde{T}_1'$ und der des übernächsten Nulldurchgangs die Bezeichnung $\tilde{T}_1''$. Nun wird über die Vorschrift

$$f_1(t) = \begin{cases} b_D(t) & \text{für } \tilde{T}_1' \leq t \leq \tilde{T}_1'' \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

die Halbwelle "ausgeschnitten" (Ausschnittsfunktion). Aus der Autokorrelationsfunktion

$$K_{MM}(\tau) = \int f(t)f(t - \tau)dt$$

und der Kreuzkorrelationsfunktion

$$K_{DM}^{(1)}(\tau) = \int f_1(t)f(t - \tau)dt$$

läßt sich dann T_1 als der Wert von τ, bei dem $|K_{DM}^{(1)}(\tau)|$ maximal wird, bestimmen:

$$T_1 = \tau(\max |K_{DM}^{(1)}(\tau)|) .$$

Für A_1 gilt

$$A_1 = -\frac{K_{DM}^{(1)}(T_1)}{K_{MM}(0)}$$

Nach Abzug von $- A_1 b_M(t - T_1)$ von $b_D(t)$ wird das Verfahren sinngemäß fortgesetzt.
Für den Fall, daß der Abstand der Metallplatte von den Antennen bei der Referenzmessung gleich dem Abstand der ersten Grenzschicht der dielektrischen Schichtstruktur ist, gilt $T_1 = 0$, so daß sich der erste Schritt des Verfahrens vereinfacht.

4.2.4 Weitere Methoden zur Bestimmung der Größen A_ν und T_ν

Die Bestimmung der Funktion $\gamma(t)$ aus $b_D(t)$ und $b_M(t)$, wenn

$$b_D(t) = b_M(t) * \gamma(t) \tag{4.13}$$

gilt, wird als Entfaltung bezeichnet. Da in der Literatur [33] außer der in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen linearen Filterung im Frequenzbereich noch eine Reihe anderer Verfahren angegeben werden, seien hier zwei weitere Möglichkeiten erwähnt, die eine gewisse praktische Bedeutung erlangt haben.

Bei der ersten Methode gewinnt man eine Näherungslösung für $\gamma(t)$, indem man die Faltungsrelation unter Benutzung der in abgetasteter Form vorliegenden Werte von $b_D(t)$ und $b_M(t)$ in Form eines algebraischen Gleichungssystems

$$(B) \quad \begin{pmatrix} \gamma(t_1) \\ \gamma(t_2) \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \gamma(t_n) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b_D(t_1) \\ b_D(t_2) \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ b_D(t_n) \end{pmatrix} \qquad \text{mit } B_{mn} = b_M(t_{n+m-1})$$

schreibt und diese Gleichung nach dem Spaltenvektor $(\gamma(t_1), \gamma(t_2), \ldots)^t$ auflöst. Numerische Experimente mit dieser Methode (maximale Größe der Matrix: 64 mal 64 Elemente) erga-

eine brauchbare Lösung für $\gamma(t)$ [37]. Mit dem zusätzlichen Rauschbeitrag jedoch, kann dieses Verfahren völlig unbrauchbar werden - analog zum unter 4.2.2 beschriebenen inversen Filter. Eine gewisse Abhilfe können hier jedoch Regularisierungsverfahren schaffen (siehe z.B. [30], [38]).

Bei der zweiten Methode handelt es sich um die homomorphe Entfaltung. Dieses Verfahren [39], [40], [41] ist zunächst für die Analyse von Echofunktionen im Bereich der Seismologie entwickelt worden. Es wurde dann später auch für andere Anwendungen herangezogen, so z.B. zur Separation zeitlich sich überlappender TDR-Signale [39]. Der Grundgedanke des Verfahrens besteht darin, daß die Zeitfunktion in der Form eines Faltungsproduktes

$$b_D(t) = b_M(t) * \sum_{\nu}(-A_\nu)\delta(t - T_\nu) = b_M(t) * \gamma(t)$$

im Frequenzbereich als Produkt der Fouriertransformierten der einzelnen Faltungsterme dargestellt wird und sich daraus nach Bildung des komplexen Logarithmus der Zusammenhang

$$\log(B_D(j\omega)) = \log(B_M(j\omega) + \log(\sum_{\nu}(-A_\nu)e^{-j\omega T_\nu})$$

ergibt. In dieser Form treten die Beiträge von $B_D(j\omega)$ und $\Gamma(j\omega)$ also additiv auf. Nach erneuter Fouriertransformation von $\log(B_D(j\omega))$ kann $\log(\Gamma(j\omega))$ im "Cepstrum-Bereich" näherungsweise durch ein lineares Filter separiert werden, unter der Voraussetzung, daß $\Gamma(j\omega)$ und $B_M(j\omega)$ bezüglich ω eine wesentlich unterschiedliche Änderungsrate aufweisen. Nach erneuter Fouriertransformation und Delogarithmierung liegen die näherungsweise separierten Spektren $B_M(j\omega)$ und $\Gamma(j\omega)$ vor. Wesentliches Merkmal der homomorphen Entfaltung ist, daß die "Sendefunktion" $B_M(j\omega)$ nicht genau bekannt sein muß. Es genügt hier eine pauschale Aussage über ihre Änderungsrate als Funktion von ω. Die gesuchte Faltungsfunktion muß lediglich eine wesentlich andere Änderungsrate in Abhängigkeit von der Frequenz aufweisen. Da in der vorliegenden Arbeit die Funktion $B_M(j\omega)$ jedoch als bekannt vorausgesetzt wurde, ist das Verfahren der homomorphen Entfaltung hier nicht zur Anwendung gekommen, da in diesem Fall andere Methoden (inverse Filter etc.) mit weniger Aufwand zufriedenstellende Resultate ergeben.

4.3 Bestimmung der Dicken und Dielektrizitätszahlen der einzelnen Schichten

Nach der Bestimmung der zu Einzelreflexionen an Grenzschichten gehörenden Laufzeiten T_ν und Amplituden A_ν der Übertragungsfunktion

$$\Gamma(j\omega) = \sum_{\nu} A_\nu e^{-j\omega T_\nu}$$

verbleibt die Aufgabe, aus diesen Werten die Dicken d_n und Dielektrizitätszahlen $\varepsilon_{r,n}$ der Schichten zu bestimmen. Diese Aufgabe wird dadurch erschwert, daß die Zuordnung der durch A_ν und T_ν charakterisierten Einzelreflexionen zu Einfach- und Mehrfachreflexionen im voraus teilweise nicht bekannt ist. Das Glied $A_\nu \exp(-j\omega T_\nu)$ kann im allgemeinen zu einer m-fach-Reflexion an den Grenzschichten mit der Ordnungszahl i,j,k,... gehören, was durch eine neue Indizierung entsprechend

$$A_\nu \rightarrow A^{(m)}_{i,j,k,\ldots} \quad \text{und} \quad T_\nu \rightarrow T^{(m)}_{i,j,k,\ldots}$$

kenntlich gemacht wird.
Um die gesuchten d_n- und $\varepsilon_{r,n}$-Werte aus den Daten der Einfachreflexionen bestimmen zu können, muß man also aus der Menge der A_ν und T_ν diejenigen Wertepaare $A_1^{(1)}$, $T_1^{(1)}$ bis $A_{N+1}^{(1)}$, $T_{N+1}^{(1)}$ heraussuchen, die zu den Einfachreflexionen an den Grenzschichten gehören. Wie man dabei vorgehen kann, wird weiter unten erläutert. Bei Kenntnis der $A_n^{(1)}$- und $T_n^{(1)}$-Werte erhält man unter Annahme der Gültigkeit der Näherungsbeziehung Gl.(3.34) über Gl. (2.10c) die gesuchten Daten der Einzelschichten zu

$$\varepsilon_{r,1} = \left(\frac{1 - \rho_{o,1}}{1 + \rho_{o,1}}\right)^2 \quad \text{mit} \quad \rho_{o,1} = A_1^{(1)} , \tag{4.14a}$$

$$\varepsilon_{r,2} = \left(\frac{1 - \rho_{o,2}}{1 + \rho_{o,2}}\right)^2 \varepsilon_{r1} \quad \text{mit} \quad \rho_{o,2} = A_2^{(1)} \frac{1 + \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{r,1}}} \frac{d_1}{D}}{1 - \rho_{o,1}^2} , \tag{4.14b}$$

$$\varepsilon_{r,n} = \left(\frac{1 - \rho_{o,n}}{1 + \rho_{o,n}}\right)^2 \varepsilon_{r,n-1} \quad \text{mit} \quad \rho_{o,n} = A_n^{(1)} \frac{1 + \sum_{\mu=1}^{n-1} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{r,n}}} \frac{d_\mu}{D}}{\prod_{\mu=1}^{n-1} (1 - \rho_{o,\mu}^2)},$$

sowie (4.14c)

$$d_n = \frac{c\tau_n}{\sqrt{\varepsilon_{r,n}} \left(1 - \frac{s^2}{8 D^2 \varepsilon_{r,n}}\right)} \quad \text{mit} \quad \tau_n = T_{n+1}^{(1)} - T_n^{(1)}. \quad (4.15)$$

Die oben erwähnte Trennung zwischen Einfach- und Mehrfachreflexionen sowie die Berechnung der $\varepsilon_{r,n}$ und d_n-Werte nach Gln.(4.14) und (4.15) geschieht in sukzessiver Weise. Wie eine einfache Überlegung zeigt, entsprechen die beiden ersten Einzelreflexionen den Einfachreflexionen an Grenzschicht 1 und 2. Es gilt also

$$A_1^{(1)} = A_1, \; A_2^{(1)} = A_2, \; T_1^{(1)} = T_1 = 0, \; T_2^{(1)} = T_2$$

Hieraus kann man unter Verwendung der Gln. (4.14) und (4.15) zunächst $\varepsilon_{r,1}$, $\varepsilon_{r,2}$ und d_1 berechnen. Im Fall der Existenz einer dritten Grenzschicht muß man im allgemeinen davon ausgehen, daß $A_3^{(1)}$ und A_3 nicht identisch sind. Um den zur Einfachreflexion an der dritten Schicht gehörenden Term zu ermitteln, werden aus den bis hierher bekannten Daten alle relevanten, d.h. über einer Amplitudenschwelle A_s liegenden, Reflexionen an Grenzschicht 1 und 2 unter Berücksichtigung der Näherung nach Gl. (3.33) berechnet. Die Schicht 2, die durch die Grenzschichten 2 und 3 begrenzt ist, wird dabei als Halbraum angesehen, d.h. die Grenzschicht 3 befindet sich im Unendlichen. Das Ergebnis $\overline{\Gamma}(j\omega)$ dieser Rechnung wird nun von $\Gamma(j\omega)$ abgezogen

$$\tilde{\Gamma}(j\omega) = \Gamma(j\omega) - \bar{\Gamma}(j\omega) = \sum_{\nu} \tilde{A}_{\nu} e^{-j\omega\tilde{T}_{\nu}} \quad .$$

Der erste Term dieser neuen Folge entspricht dann der Erstreflexion an der dritten Grenzschicht, woraus d_2 und $\varepsilon_{r,3}$ über

$$A_3^{(1)} = \tilde{A}_1 \text{ und } T_3^{(1)} = \tilde{T}_1 \ ,$$

bestimmbar sind. Dieses Verfahren kann dann bei Bedarf sinngemäß auf weitere Grenzschichten angewendet werden. Eine Beschreibung des zugehörigen Rechenprogramms befindet sich im Anhang A2. Zum Schluß dieses Abschnitts soll noch eine Möglichkeit zur Verbesserung des Rekonstruktionsverfahrens erwähnt werden: Die im Abschnitt 4.2 genannten Methoden zur Bestimmung der Größen A_ν und T_ν setzen eine Mindestlaufzeitdifferenz ΔT zwischen den Einzelreflexionen voraus. Soweit es sich bei den Einzelreflexionen um Einfachreflexionen handelt, entspricht der Annahme einer Mindestschichtdicke von

$$d_n > d_{min} = \frac{c\ \Delta T}{2\sqrt{\varepsilon_{r,n}}} \quad . \tag{4.16}$$

Die sich den Einfachreflexionen überlagernden Mehrfachreflexionen können jedoch trotz Einhaltung der Gl.(4.16) zu beliebig kleinen Laufzeitdifferenzen führen. Die sich daraus ergebenden Schwierigkeiten bei der Bestimmung der A_ν und T_ν kann man durch eine iterative Vorgehensweise beheben. Im einzelnen wird dabei folgendermaßen verfahren:

1.) Mit einer der unter 4.2 erwähnten Methoden werden zunächst nur $A_1^{(1)}$, $A_2^{(1)}$, $T_1^{(1)}$ und $T_2^{(1)}$ ermittelt und mit Hilfe der Gl.(4.14) und (4.15) daraus $\varepsilon_{r,1}$, $\varepsilon_{r,2}$ und d_1 berechnet.

2.) Aus diesen Daten werden alle relevanten Mehrfachreflexionen an den ersten zwei Grenzschichten bestimmt und die zugehörige bandbegrenzte Echofunktion $b_{D,o}(t)$ berechnet.

3.) $b_{D,o}(t)$ wird von $b_D(t)$ subtrahiert und aus $b_D(t) - b_{D,o}(t)$ ergeben sich $A_3^{(1)}$ sowie $T_3^{(1)}$ und damit $\varepsilon_{r,3}$ sowie d_2.

4.) Eventuell sinngemäße Fortsetzung für weitere Schichten.

5. Experimentelle Untersuchungen

5.1 Allgemeines

Im vorherigen Kapitel wurden Verfahren zur Bestimmung der Dicken und Dielektrizitätszahlen von Schichten beschrieben. Dabei lagen die folgenden Voraussetzungen zugrunde: 1.) Ein Impuls endlicher Bandbreite, dessen Zeitverlauf nicht bekannt sein muß, wird auf die betrachtete Schichtstruktur und zum Vergleich auf eine dünne Metallplatte, die auf dieser Schichtstruktur liegt, eingestrahlt; 2.) Das empfangene reflektierte Signal ist für beide Fälle bekannt; 3.) Die Antennen-Schichtstruktur-Konfiguration ist bezüglich ihres Rückstreuverhaltens näherungsweise durch die Gln. (3.20) und (3.33) beschreibbar; 4.) Die dielektrischen Schichten werden verlustfrei angenommen (reelle $\varepsilon_{r,n}$).

Im Abschnitt 5.2 des vorliegenden Kapitels soll eine meßtechnische Realisierung der Voraussetzungen 1 und 2 diskutiert werden. Hier erfolgt auch die Beschreibung des Meßaufbaus. Dieser enthält zum Teil aufwendige Laborgeräte, jedoch sind die benutzten Meßverfahren so ausgewählt, daß man für mögliche praktische Anwendungen den Laboraufbau funktionell durch ein preisgünstigeres Gerät ersetzen könnte. Im Abschnitt 5.3 werden Ergebnisse der experimentellen Erprobung der Verfahren aus Kapitel 4 (Rekonstruktionsverfahren) beschrieben, wobei gleichzeitig eine Überprüfung der Gültigkeit der Gl. (3.33) (Voraussetzung 3) erfolgt.

5.2 Meßaufbau

5.2.1 Impulsgenerator

Im Interesse der guten Auswertbarkeit ist für die am Eingang des Samplingoszillographen eintreffenden, von den einzelnen Grenzschichten reflektierten Signale eine möglichst geringe zeitliche Ausdehnung anzustreben. Ihre Amplitude sollte im Vergleich zu der auf den Eingang des Samplingsystems bezogenen effektiven

Rauschspannung ausreichend groß sein. Der Frequenzgang der Übertragungsstrecke bis zum Samplingsystem ist zu niedrigen Frequenzen durch die untere Grenzfrequenz der benutzten Antennen und nach oben durch die Grenzfrequenz des Samplingsystems (hier: f_g = 18 GHz) und/oder durch die obere Grenzfrequenz der Antennen beschränkt. Notwendige Voraussetzung zum Erzielen kurzer Empfangsimpulse ausreichender Amplitude ohne Verwendung zusätzlicher Verstärker ist, daß die vom Signalgenerator an die Sendeantenne gelieferten Impulse in einem möglichst großen Teil dieses nutzbaren Frequenzbereichs über eine ausreichende Spektralleistungsdichte verfügen.

Als besonders einfache Möglichkeit zur Realisierung einer solchen Signalquelle bietet sich ein Impulsgenerator an, der einen Spannungssprung hoher Flankensteilheit mit hinreichender Amplitude an die gegebene Last (meist ein 50Ω Koaxialleitungssystem) abgibt. Wegen der Vorgabe des Samplingsystems als Aufzeichnungsgerät werden an das technische Konzept des Impulsgenerators bestimmte Bedingungen geknüpft. Insbesondere besteht die Forderung, repetierende Impulse möglichst gleicher Form mit einer bestimmten Wiederholrate und einem dazu zeitlich exakt gekoppelten Pretrigger zu erzeugen. Aufgrund der schlechten Stabilität (Impulsform, Jitter) scheiden deshalb z.B. Funkenstrecken, die sich grundsätzlich zur Erzeugung sehr steiler Impulsflanken (einige kV/ns) eignen, in diesem Fall aus. Von der Fülle anderer Verfahren zur Impulserzeugung scheint beim heutigen Stand der Technik hier eine Kombination von Lawinentransistor und Speicherschaltdiode besonders geeignet [42], [43], [44]. Ein entsprechendes Gerät wurde in Anlehnung an [44] in modifizierter Form aufgebaut (siehe Abb. 5.1). Zunächst seien die mit [44] gemeinsamen Funktionsmerkmale erläutert.

Ein Lawinentransistor T (z.B. Typ 2 N 708) liegt an einer Spannung U_o, die geringfügig kleiner ist als die Kollektor-Emitter-Durchbruchsspannung bei einem bestimmten Basispotential. Der Impuls an der Basis löst den Durchbruch aus und die Kollektor-Emitter-Strecke wird in ca. 200-300 ps niederohmig (ca. 5...20Ω).

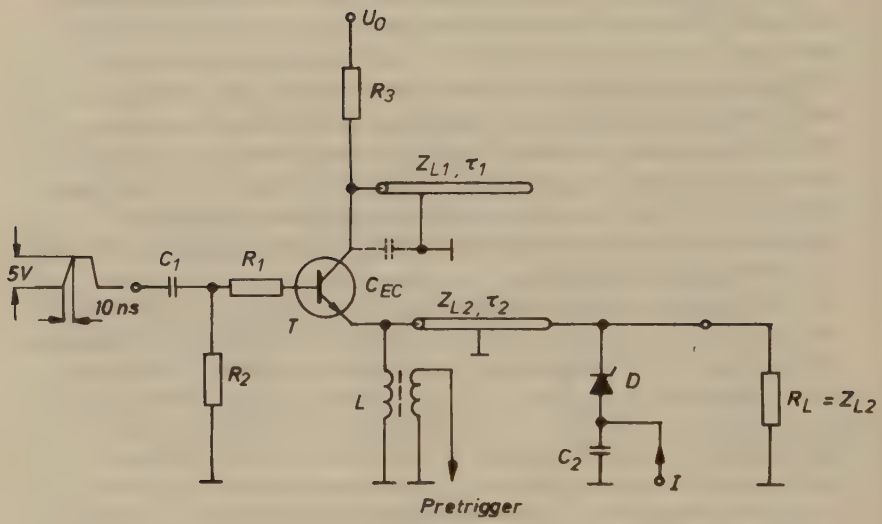


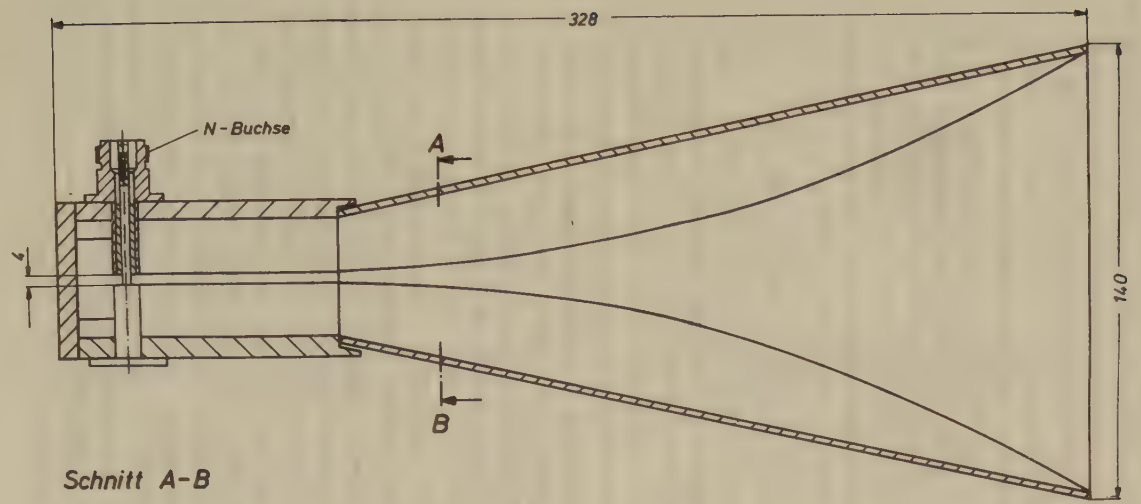
Abb. 5.1 Vereinfachte Schaltung des verwendeten Impulsgenerators
T = 2 N 708, D = DVB-6851 C, C_1 = 20 pF, C_2 = 100 pF, $R_1 = R_2$ = 1KΩ, R_3 = 10 KΩ, Z_{L1} = 20Ω, τ_1 = 30 ns, $Z_{L2} = R_L$ = 50Ω, U_o = 120 V, I = 10 mA, τ_2 = 60 ns

Der Impuls an der Basis kann durchaus eine verhältnismäßig große Anstiegszeit aufweisen und wurde im vorliegenden Fall direkt aus einer TTL - Schaltung über ein Ankoppelnetzwerk, bestehend aus den Elementen C_1, R_1 und R_2, entnommen. Zur Erhöhung der Anstiegsflankensteilheit des durch die Entladung von Leitung 1 (Z_{L1}, τ_1) entstehenden Rechteckimpulses ist hier eine Speicherschaltdiode D vorgesehen, die mit einem bestimmten Vorstrom (I = 10 mA) in Flußrichtung zu betreiben ist und sich daher zunächst in leitendem Zustand befindet. Eine positive Impulsflanke an D bewirkt deren Umpolung in Sperrichtung. D bleibt jedoch

wegen der von I aufgebauten Speicherladung (Diffusionskapazität) noch einige 100 ps leitend, wird dann in sehr kurzer Zeit (<100 ps) nichtleitend und erzeugt damit einen entsprechend schnellen Spannungsanstieg an R_L. Um bei einer für niedrige Frequenzen hochohmigen Last (z.B. Koaxial-Hohlleitungsübergang mit Koppelstift) die Funktionsfähigkeit des Generators zu gewährleisten, muß das Emitterpotential des Transistors während der Impulspausen stets annähernd auf Massepotential zurückgehen. Eine Gleichstromrückführung in Form einer relativ großen Induktivität L, die für die Anstiegsflanke der Impulse praktisch wirkungslos ist, erfüllt diese Forderung. Im Gegensatz zu [44] kann die Induktivität L zur Ableitung eines jitter- und driftfreien Pretriggers für den Samplingoszillographen als Koaxialrichtkoppler (Transformator) ausgebildet sein. Die Leitung 2 sollte dann eine Laufzeit τ_2 von ca. 30 bis 60 ns, je nach Samplingsystem, haben, damit die von D erzeugten steilen Impulsflanken nicht durch die Dispersion zusätzlicher Verzögerungsglieder, die zur Signaldarstellung auf dem Samplingoszillographen notwendig sein könnten, verschliffen werden. Der Zahlenwert von 30 bis 60 ns Laufzeit für Leitung 2 ergibt sich aus dem geforderten zeitlichen Abstand von Pretrigger und Signal. Eine jitterarme Ableitung des Pretriggers aus dem Ansteuersignal an der Basis von T ist möglich [44], jedoch kann dann nicht immer eine gute Langzeitstabilität (Drift) bezüglich der Vorlaufzeit des Pretriggers eingehalten werden.Eine langsame Veränderung der Vorlaufzeit hat ihrerseits eine horizontale Verschiebung des auf dem Samplingoszillographen dargestellten Bildinhaltes zur Folge. Derartige Horizontaldriften sind jedoch für eine genaue Meßdatenerfassung von Nachteil und müssen, falls zur Verbesserung des Signal/Rauschverhältnisses Mittelungsverfahren Verwendung finden, durch geeignete Maßnahmen möglichst weitgehend reduziert werden. Ferner ist zur Erhöhung der Impulsamplitude an R_L der Wellenwiderstand der Leitung 1 mit 20Ω wesentlich niedriger als $R_L = Z_{L2} = 50\Omega$ gewählt worden. Die Anstiegsflanke des am Ausgang verfügbaren Rechteckimpulses hat bei der angegebenen Dimensionierung eine Anstiegszeit von 100 ps bei 30 V an 50Ω [45].

5.2.2 Antennen für kurze Impulse

Da die untere Grenze für die effektive zeitliche Länge eines Impulses umgekehrt proportional der effektiven Bandbreite seines Spektrums ist, müssen Antennen mit einer möglichst großen absoluten Übertragungsbandbreite verwendet werden. Diese große Bandbreite ist jedoch nur eine notwendige Bedingung zur Erzielung sehr kurzer Empfangsimpulse am Eingang des Samplingsystems. Speist man die Sendeantenne mit einem Spannungssprung, so erhält man einen kurzen Empfangsimpuls nur dann, wenn die Antennen im benutzten Frequenzbereich dispersionsarm sind, d.h. wenn die Phasenlaufzeit nicht oder nur geringfügig von der Frequenz abhängt. Von den in verschiedenartiger Ausführung [46] bekannten Breitbandantennen, wie logarithmisch-periodische Antennen, winkelkonstante Antennen sowie breitbandige Trichterstrahler wird die Forderung nach geringer Dispersion am besten von den Trichterstrahlern erfüllt. Für die vorliegende Problemstellung erwies sich der breitbandige Trichterstrahler in Form einer Steghohlleitungshornantenne als besonders geeignet. Je nach Dimensionierung können mit ihm Bandbreiten in der Größenordnung einer Dekade realisiert werden [46], [47], [48]. Es wurden Hornstrahler dieser Art gebaut, die im Aufbau Ähnlichkeit mit den von Kerr [48] beschriebenen Ausführungen haben. Anders als bei diesen brauchte jedoch keine kurze axiale Länge angestrebt zu werden. Bei langen Hörnern ist im Gegensatz zu den kurzen Ausführungen der Verlauf der Aufweitung des Stegabstandes mit der Längskoordinate (Taperung) unkritisch. Daher konnten hier die Stege aus fertigungstechnischen Gründen in Form von Kreisbögen ausgeführt werden (vgl. Abb. 5.2). Die Dimensionierung der Antenne erfolgte auf der Basis von Berechnungsvorschriften für Bandbreite und Grenzfrequenz von Steghohlleitungen [50] bis [53]. Dabei war zu berücksichtigen, daß der nutzbare Übertragungsbereich zwischen der Grenzfrequenz f_{C1} der H_{10}-Welle und f_{C3} der H_{30}-Welle durch die Geometriedaten im engsten Teil des Horns bestimmt ist. Ausgehend von den bei Walton [47] und Pyle [52] in graphischer und tabellarischer Form dargestellten Zusammenhängen für das



Schnitt A-B

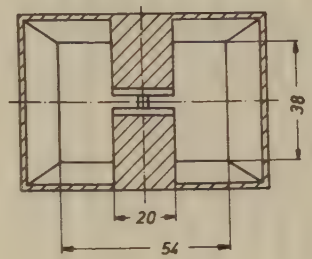


Abb. 5.2 Steghohlleitungshornantenne (vereinfachte Konstruktionszeichnung), Breite der Apertur 203 mm

Verhältnis von Stegabmessungen zu Seitenlängen erfolgte zunächst für ein möglichst großes Verhältnis f_{C3} / f_{C1} bei $Z_L (\omega \to \infty) = 50\Omega$ die Festlegung der relativen Abmessungen. Die in dieser Weise festgelegte Form der Antenne führte hier auf $f_{C3} / f_{C1} = 9$. Es verblieb also noch die Festlegung der absoluten Größe der Antenne und damit der Lage des Übertragungsbereichs innerhalb des Betriebsbereiches $0 \leq f \leq 18$ GHz des Samplingsystems.Die größte Bandbreite und kleinsten geometrischen Abmessungen würde man mit $f_{C1} = 2$ GHz und $f_{C3} = 9\ f_{C1} = 18$ GHz erhalten. Im Frequenzbereich oberhalb von 10 GHz ist jedoch die spektrale Leistungsdichte des verwendeten Impulsgenerators für praktische Anwendungen zu gering. Daher wurde ein Kompromiß mit $f_{C1} = 1$ GHz und $f_{C3} = 9$ GHz gewählt.

Eine gute Anpassung zwischen der Zuleitung und der Antenne ist in diesem extrem breiten Frequenzbereich nur sehr schwer realisierbar. Bei der Benutzung eines einzigen Steghohlleitungshorns als Sende- und Empfangsantenne würden sich also relativ hohe Beiträge von Reflexionen an Diskontinuitäten (Leitungsübergang und Apertur) dem gewünschten Empfangssignal störend überlagern und damit bei der erforderlichen Sendeleistung möglicherweise den empfindlichen Samplingkopf überlasten sowie die Signalauswertung erschweren. Daher werden zwei getrennte, identisch aufgebaute Antennen benutzt, deren seitlicher Versatz allerdings so klein gewählt wird, daß für die rechnerische Ermittlung der gesuchten Schichtdaten unter bestimmten Voraussetzungen von einer Konfiguration mit nur einer Antenne ausgegangen werden kann (siehe Gl. (3.32)). Zur weiteren Diskussion des Einflusses der Antenneneigenschaften auf die Impulsübertragung seien nun die an einem Meßaufbau gewonnenen experimentellen Erfahrungen herangezogen. Der zugrunde gelegte Aufbau besteht aus dem im Abschnitt 5.2.1 beschriebenen Impulsgenerator, der ein Steghohlleitungshorn speist. Das mit einem seitlichen Versatz angeordnete und identisch aufgebaute Empfangshorn ist in seiner Achse parallel zu der des Sendehorns ausgerichtet. Abb. 5.3 zeigt den vom Samplingoszillographen aufgenommenen zeitlichen Verlauf des empfangenen Impulses bei Reflexion an einer Metallplatte.

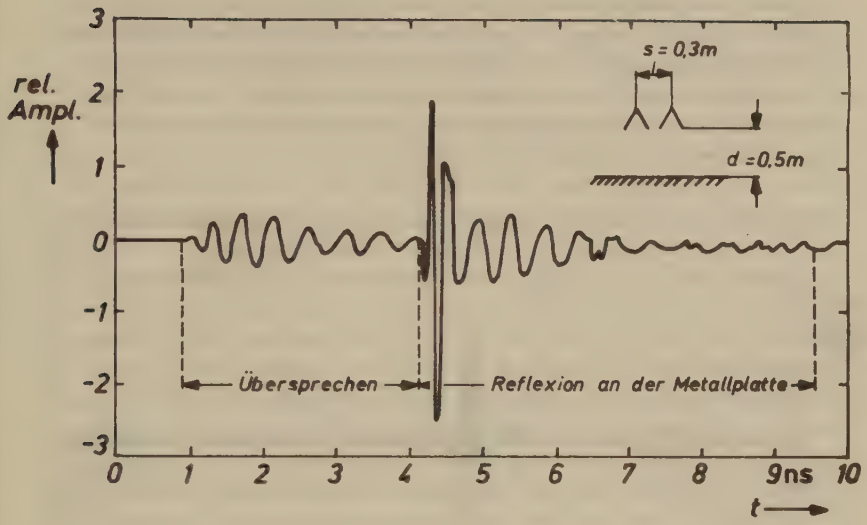


Abb. 5.3 Empfangener Impuls in einer Anordnung bestehend aus zwei Steghohlleitungshornantennen vor einer Metallplatte (Halbraum) ohne Verwendung von zusätzlichen Hochpaßfiltern

Der frühe Teil des Impulses ist durch das Übersprechen zwischen beiden Antennen bestimmt. Danach kommt ein von der Reflexion an der Metallplatte stammender Anteil, bei dem ein deutliches "Auseinanderlaufen" der hoch- und niederfrequenten Spektralanteile zu erkennen ist. Dieser unerwünschte Effekt, der zu einer Verlängerung der zeitlichen Ausdehnung des Impulses führt, ist auf die starke Frequenzabhängigkeit der Phasengeschwindigkeit in der Hornantenne im Bereich der Grenzfrequenz f_{C1} zurückzuführen. Dabei treffen die niederfrequenten Anteile später ein und führen zu einem Nachschwingen. Zur Vermeidung dieses Nachteils und damit zur Erzielung eines kurzen Empfangsimpulses wurden die von der Dispersion hauptsächlich betroffenen Spektralanteile (etwa $f_{C1} \leq f \leq 2\, f_{C1}$) über einen dispersionsarmen

Hochpaß weitgehend unterdrückt. Abb. 5.4 zeigt das Ergebnis, an dem zu sehen ist, daß trotz einer Reduktion der effektiven Bandbreite die effektive Länge des Impulses ganz wesentlich verringert werden konnte. Man erkennt weiterhin, daß mit dieser Maßnahme auch das Übersprechen stark herabgesetzt ist.

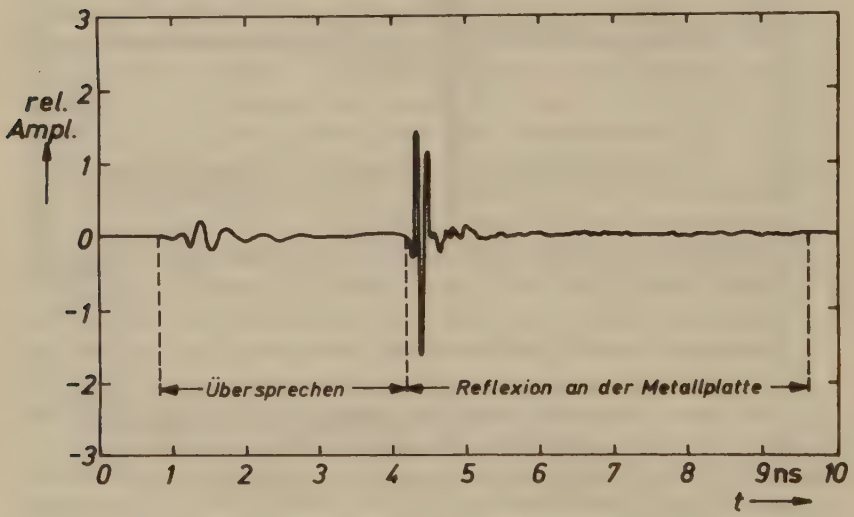


Abb. 5.4 Empfangener Impuls in einer Anordnung bestehend aus zwei Steghohlleitungshornantennen vor einer Metallplatte (Halbraum) unter Verwendung eines Hochpaßfilters

Die Funktion des Hochpasses kann alternativ mit einem in die Antennenzuleitung vorgeschaltetem Filter in Koaxialtechnik oder durch besondere Maßnahmen am Antennentrichter selbst bewirkt werden. Diese zweite Möglichkeit steht in Zusammenhang mit der Überlegung, einen Teil des Impulsgenerators (Speicherschaltdiode) in die Sendeantenne zu integrieren und damit insbesondere bei längeren Zuleitungen die mit wachsender Frequenz

stark zunehmenden Verluste, hervorgerufen durch die Kabeldämpfung, zu reduzieren. In diesem Fall (integrierte Speicherschaltdiode) ist der Einsatz von Filtern in der Antennenzuleitung auf der Senderseite nicht sinnvoll. Man kann durch Einfügung von Dämpfungsmaterial an geeigneter Stelle der Wand der Steghohlleitung und damit auch der Steghohlleitungstrichter die gewünschte frequenz-selektive Dämpfung erzielen. Für alle Querschnitte der Hohlleitung gilt nämlich, daß die zu dem transversalen Anteil des Wandstromes gehörenden Verluste zu einem mit der Frequenz abnehmenden Dämpfungsverlauf führen. Dagegen nimmt der zu longitudinalen Strom gehörende Anteil nach Durchlaufen eines Minimums mit $f^{1/2}$ zu. Um eine nur für den Frequenzbereich dicht oberhalb der Grenzfrequenz wirksame Dämpfungserhöhung zu bewirken, muß das Dämpfungsmaterial also an denjenigen Wänden angebracht werden, in denen der transversale Stromanteil gegenüber dem longitudinalen stark überwiegt. Dies ist an der seitlichen Berandung der Steghohlleitung der Fall. Hier wurde mehrschichtig Widerstandspapier der Leitfähigkeit κ = 6,6 S/m in einer Gesamtdicke von 5 mm angebracht (siehe Abb. 5.5) [55].

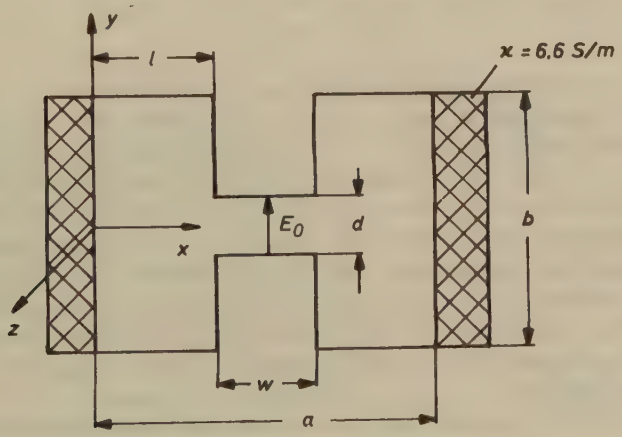


Abb. 5.5 Steghohlleitung mit Dämpfungseinsatz

Die zur Berechnung der Dämpfung α mit Hilfe der Verlustleistungsmethode [54] erforderliche Beschreibung der Feldverteilung in der Hohlleitung kann über eine geeignete Reihenentwicklung erfolgen:

Bereich I ($0 \leq x \leq l$, $0 \leq y \leq \frac{b}{2}$):

$$\frac{E_x}{E_o} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2b(\gamma_n^2 + k_c^2)}{(n\pi)^2 \gamma_n \sinh(\gamma_n l)} \cos\left(\frac{k_c w}{2}\right) \sin\left(\frac{n\pi d}{b}\right) \cosh(\gamma_n x) \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right)$$

$$\frac{E_y}{E_o} = \frac{d \cos(k_c \frac{w}{2})}{b \sin(k_c l)} \sin(k_c x) +$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{n\pi} \frac{\cos(k_c \frac{w}{2})}{\sinh(\gamma_n l)} \sin\left(\frac{n\pi d}{b}\right) \sinh(\gamma_n x) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right)$$

Bereich II ($l < x < \frac{a}{2}$, $0 \leq y \leq \frac{d}{2}$):

$$\frac{E_y}{E_o} = \cos\left(k_c\left(\frac{a}{2} - x\right)\right) \qquad (5.1)$$

mit k_c als Grenzwellenzahl, sowie $\gamma_n = \sqrt{(\frac{n\pi}{b})^2 - k_c^2}$.
Die Bedeutung der Größen a, b, d, l und w kann der Abb. 5.5 entnommen werden.
Im Hinblick auf die Anwendbarkeit der Gln.(5.1) zur numerischen Feld- und Wandstromberechnung wurde das Konvergenzverhalten der Reihenentwicklungen untersucht [55] und mit den Ergebnissen von Getsinger [50] verglichen. Aus Symmetriegründen braucht dabei diese Rechnung nur für 1/4 des Querschnitts der Hohlleitung ausgeführt zu werden. Je nach Koordinate des Feldpunktes sind für gute Konvergenz 5 bis 20 Glieder der Reihen (5.1) zu berücksichtigen.
Ein Vergleich zwischen den nach diesem Verfahren errechneten und an einem 0.2 m langen Steghohlleitungsstück (f_{C1} = 2 GHz)

mit verlustbehafteten Seitenwänden gemessenen Dämpfungswerten als Funktion der Frequenz, zeigt eine im Rahmen der Meßgenauigkeit zufriedenstellende Übereinstimmung und beweist den Hochpaßcharakter (Abb.5.6) der Anordnung.

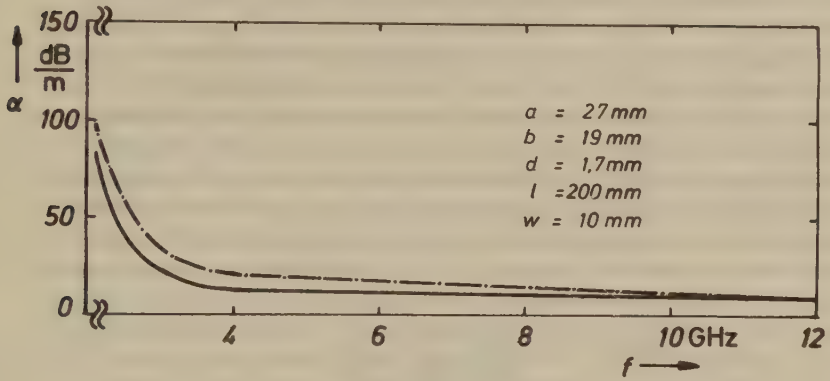


Abb. 5.6 Gemessener (–·–·–) und errechneter (———) Verlauf der Dämpfung einer Steghohlleitung nach Abb. 5.5 mit verlustbehafteten Seitenwänden

Bemerkenswert ist hier der Umstand, daß durch Einfügen von verlustbehafteten Seitenwänden der Phasenverlauf eines so modifizierten Hohlleitungsabschnitts sich nur unwesentlich gegenüber dem von metallischen Seitenwänden ändert. [55].

Für die Antennen (f_{C1} = 1 GHz) wurden nachträglich in den Antennentrichter einbaubare Dämpfungseinsätze konstruiert, die aus einer dreißigfachen Schichtung von Widerstandspapier (R_F = 1500Ω) bestehen. Diese Dämpfungsplatten (R_F = 50Ω; Dicke ca. 5 mm) liegen zur H-Ebene an den Seitenwänden im Innern des Trichters und haben in der Apertur einen Abstand von 2 cm zu diesen [55].

Die Anwendung von solchen verlustbehafteten Antenneneinsätzen ergibt eine deutliche Verbesserung des Empfangssignals bezüglich Dispersionsverzerrungen (wie in Abb. 5.4).

Dämpfungseinsätze der beschriebenen Art wirken im Bereich der Grenzfrequenz der H_{30} - Welle ähnlich wie bei der H_{10} - Welle und ermöglichen damit auch eine Vergrößerung des nutzbaren Frequenzbereichs nach oben [56]. Zusätzlich läßt sich durch einen geeigneten Koaxial-Steghohlleitungsübergang der Anregungswirkungsgrad der H_{30} - Welle verringern, indem an der Ankoppelstelle eine annähernd gleichphasige Stromverteilung auf dem Steg erzwungen wird. Statt eines Koppelstiftes ist zunächst der Übergang auf eine Streifenleitung vorhanden, die sich bei Berücksichtigung der geforderten Anpassung dann fingerförmig verzweigt und mit ihrer Ober- und Unterseite jeweils auf einem der beiden Stege endet [56] (Abb. 5.7). Das Auftreten der H_{30} - Welle äußert sich im Antennendiagramm durch eine starke Aufzipfelung der Richtcharakteristik und zum Teil tiefe Einbrüche in der Hauptstrahlrichtung. Durch kombinierte Anwendung der oben aufgeführten Maßnahmen konnte erreicht werden, daß sich der Einfluß der H_{30} - Welle statt bei 8,8 GHz erst oberhalb von 10 GHz störend bemerkbar macht [56].

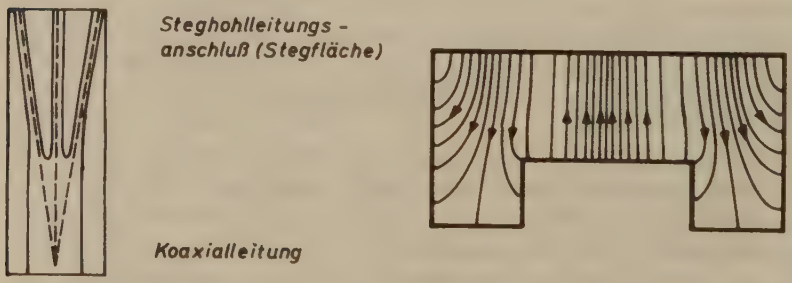


Abb. 5.7 Steifenleitungsstruktur als Koaxial-Steghohlleitungsübergang mit verringerter H_{30} - Anregung und Feldlinienbild ($E_{transversal}$) der H_{30} - Welle in der Steghohlleitung (halber Querschnitt)

Als Maßnahme zur Erhöhung der Ausgangsleistung und Verminderung der Dämpfung des Zuleitungskabels zur Sendeantenne dient der unmittelbare Einbau der Speicherschaltdiode (Abb. 5.1) in das Steghohlleitungshorn. Die Anode des Varaktors ist unmittelbar mit dem unteren Steg galvanisch verbunden (Ansteuerung mit Impulsen positiver Polarität), während die Kathode über ein als koaxialer Tiefpaß (f_C = 1 GHz) ausgeführtes Leitungsstück den Ansteuerimpuls vom Lawinentransistor und den Vorstrom I =10 mA erhält. Der Tiefpass hat die Aufgabe, die im Umschaltmoment des Varaktors auftretenden hochfrequenten Spektralanteile zu sperren und so ihre Ausbreitung auf der Koaxialleitung zu verhindern. Gegenüber dem unmittelbaren Anschluß an einen externen Impulsgenerator mit einer Speicherschaltdiode gleichen Typs ergab sich eine Leistungserhöhung um 3 dB.

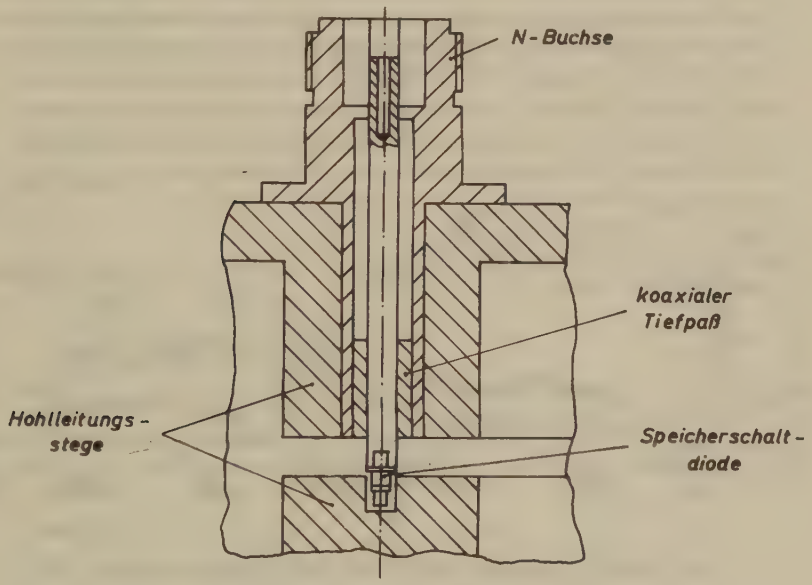


Abb. 5.8 Steghohlleitung mit integrierter Speicherschaltdiode

5.2.3 Präzisions-Zeitbereichsmeßplatz

Der Genauigkeit bei der Erfassung schnell veränderlicher Spannungsverläufe unter Verwendung eines Samplingoszillographen sind durch Unzulänglichkeiten des Meßsystems Grenzen gesetzt. Bedingt durch den Abtastprozeß und die Bandbreite der Abtasteinheit ergibt sich ein auf den Eingang des Samplingkopfes bezogenes Rauschen, welches ohne zusätzliche niederfrequenzseitige Filterung einen Effektivwert der Spannung von ca. 8 mV aufweist [57]. Zusätzlich zum Rauschen, das durch Mittelung weitgehend reduziert werden kann, tritt eine Drift des als Bildinhalt dargestellten Kurvenzuges unabhängig voneinander in horizontaler und in vertikaler Richtung auf. Unter diesen Voraussetzungen ist eine Mittelung nur für so kurze Zeiträume sinnvoll, innerhalb derer keine wesentliche Verschiebung des Bildinhalts stattfindet. Zum Zwecke der Vermeidung dieses Nachteils sind geeignete Stabilisierungsmaßnahmen zur Fixierung des dargestellten Kurvenzuges in [57], [58] im einzelnen beschrieben. Eine langsame y-Drift kann unter Verwendung eines NF-Hochpaßfilters (z.B. f_g = 10 Hz) beseitigt werden, wenn die Horizontalablenkung des Samplingsystems mit einer Frequenz $f_{scan} >> f_g$) betrieben wird (z.B. f_{scan} = 100 Hz).

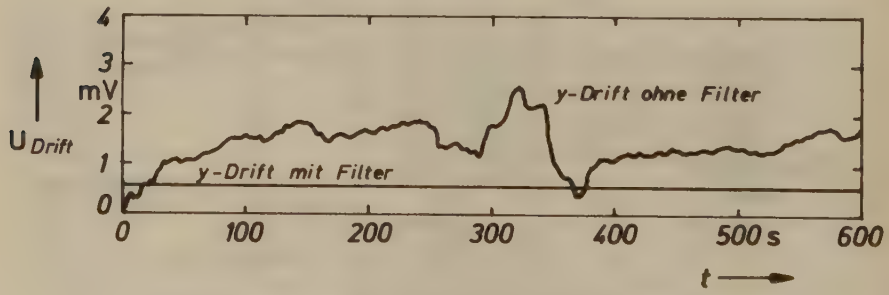


Abb. 5.9 Vertikaldrift des Samplingsystems mit und ohne NF-Hochpaßfilter (f_{scan} = 100 Hz, f_g = 10 Hz)

Die x - Drift läßt sich unter Verwendung eines Regelkreises um einen Faktor in der Größenordnung von 100 reduzieren [57]. In diesem Regelkreis wird als Regelgröße die Phasendifferenz zwischen den Grundschwingungen des Bildinhalts und des sägezahnförmigen x-Ablenkungssignals benutzt. Diese über einen phasenempfindlichen Gleichrichter (Lock-in-Verstärker) meßbare Phasendifferenz ist ein Maß für die Horizontalposition des dargestellten Kurvenzuges. Bei trägermodulierten Schwingungsformen, wie sie in der Freiraum-Impulsreflektometrie auftreten, ist zur Anwendbarkeit des genannten Stabilisierungsverfahrens nach erfolgter HF-Abtastung der Gebrauch eines einfachen Hüllkurvendetektors (z.B. Diode mit RC-Tiefpaß) zweckmäßig. Durch diese Maßnahme wird die zur Funktion des phasenempfindlichen Gleichrichters erforderliche Spektrallinie auf der Grundfrequenz der x-Ablenkung erzeugt.Die Abbildungen 5.9 und 5.10 geben einen Eindruck von der Wirksamkeit der angewendeten Stabilisierungsverfahren.

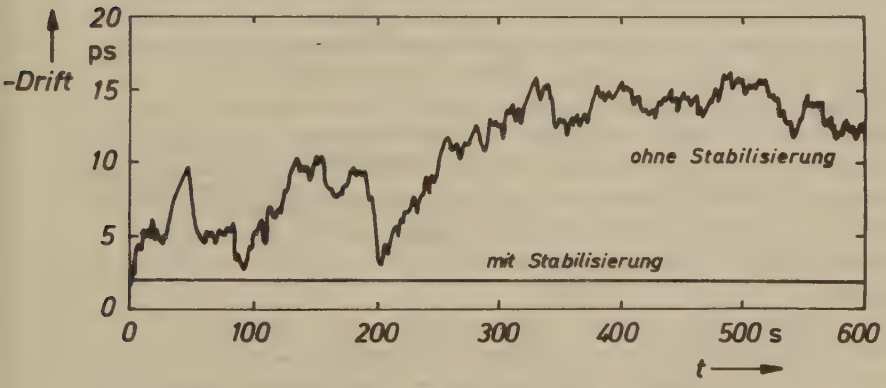


Abb. 5.10 Horizontaldrift des Samplingsystems ohne und mit Stabilisierung

In bestimmten Fällen, speziell für präzise Messungen von Zeitintervallen, ist eine genaue Zeitmarke als Referenzgröße wünschenswert [oO], da die Geräteeichung bezüglich der Zeitbasis eine Toleranz von ± 5% aufweist. Ein Impuls bekannter Dauer, der mit Hilfe einer kurzen Verzögerungsleitung erzeugt werden kann, oder eine Sinusschwingung genau bekannter Frequenz sind als Referenzgröße anwendbar. Unter allen Umständen muß dann eine feste Phasenbeziehung zum eigentlichen Meßsignal sichergestellt sein, da anderenfalls eine definierte Abtastung nicht möglich ist. Andrews [oO] hat zur Erzeugung der phasenstarr an das impulsförmige Meßsignal gekoppelten Sinusschwingung einen Hohlraumtransmissionsresonator benutzt, in den er einen Teil der Impulsleistung einkoppelt und damit eine Hohlraumschwingung von einigen 100 Perioden Dauer anregt, die am Ausgang mit einer Amplitude von ca. 30 mV zur Verfügung steht. Wie Andrews [oO] bereits erwähnt hat, und wie eigene Untersuchungen bestätigten, werden leicht höhere Schwingungstypen mit angeregt, die durch geeignete Maßnahmen möglichst weitgehend zu unterdrücken sind. Anstelle des Hohlraumresonators kann auch ein mehrstufiges YIG-Filter (z.B. HP 8446 B; 1,8...18 GHz) Verwendung finden, das bei impulsförmiger Anregung eine näherungsweise sinusförmige, sehr schwach gedämpfte Schwingung (einige 100 Perioden), weitgehend frei von Oberwellen, mit stufenlos einstellbarer Frequenz abgibt. Gemeinsamer Nachteil der Resonatoren und Filter ist die relativ geringe Ausgangsspannung. Daher wurde für die durchgeführten Messungen zur Erzeugung einer Zeitmarke ein Mikrowellensynthesizer (HP 8612 A) benutzt, der über einen Phasenreferenzweig das Samplingsystem synchronisiert und eine Ausgangsleistung von mindestens 7 dBm abgibt.

Im folgenden ist nun ein Verfahren beschrieben, das die stabilisierte, gleichzeitige Darstellung von drei Signalen (Meßsignal, Referenzsignal und Zeitmarkensinus) auf dem Samplingoszillographen gestattet [i9] (Abb. 5.19). Die gleichzeitige Darstellung von zwei impulsförmigen Signalen endlicher Dauer auf e i n e m Kanal des Meßsystems wird durch periodisches Umschalten (Umtastung) der Pretriggerverzögerungszeit im Takt

der Scan-Frequenz (Horizontalablenkung) ermöglicht. Der Pretriggerimpuls, den in diesem Fall der Samplingoszillograph abgibt, gelangt alternierend durch elektronische Umschalter über zwei Verzögerungsleitungen mit der Laufzeitdifferenz $\tau'_2 - \tau'_1$ an den eigentlichen Impulsgenerator (Abb. 5.11).

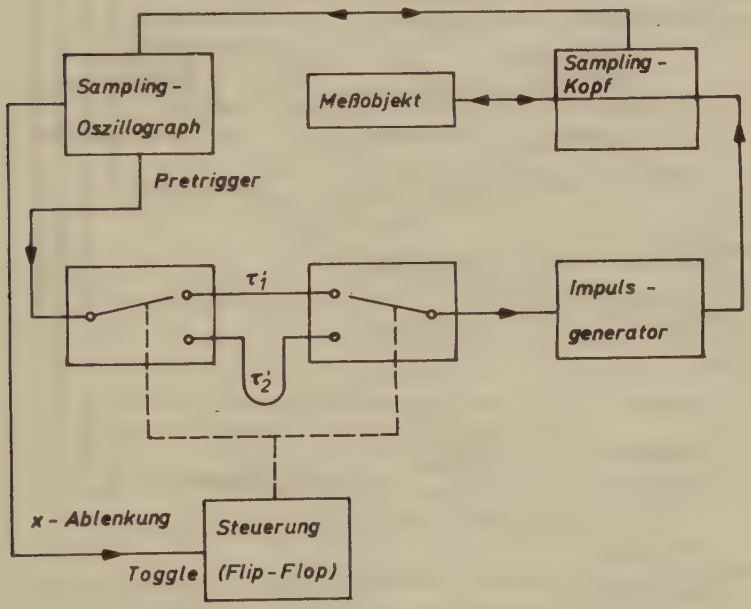


Abb. 5.11 Blockschaltbild zur Pretriggerumtastung

Diese Maßnahme gestattet es, bei Verwendung eines einzigen Durchgangssamplingkopfes den zum Meßobjekt hinlaufenden und reflektierten Impuls mit optimaler Zeitauflösung ohne gegenseitige Störung praktisch gleichzeitig mit derselben Abtasteinheit zu erfassen und damit Leistungsschwankungen des Generators und Empfindlichkeitsschwankungen des Empfängers weitgehend zu eliminieren (Abb. 5.12,5.13).

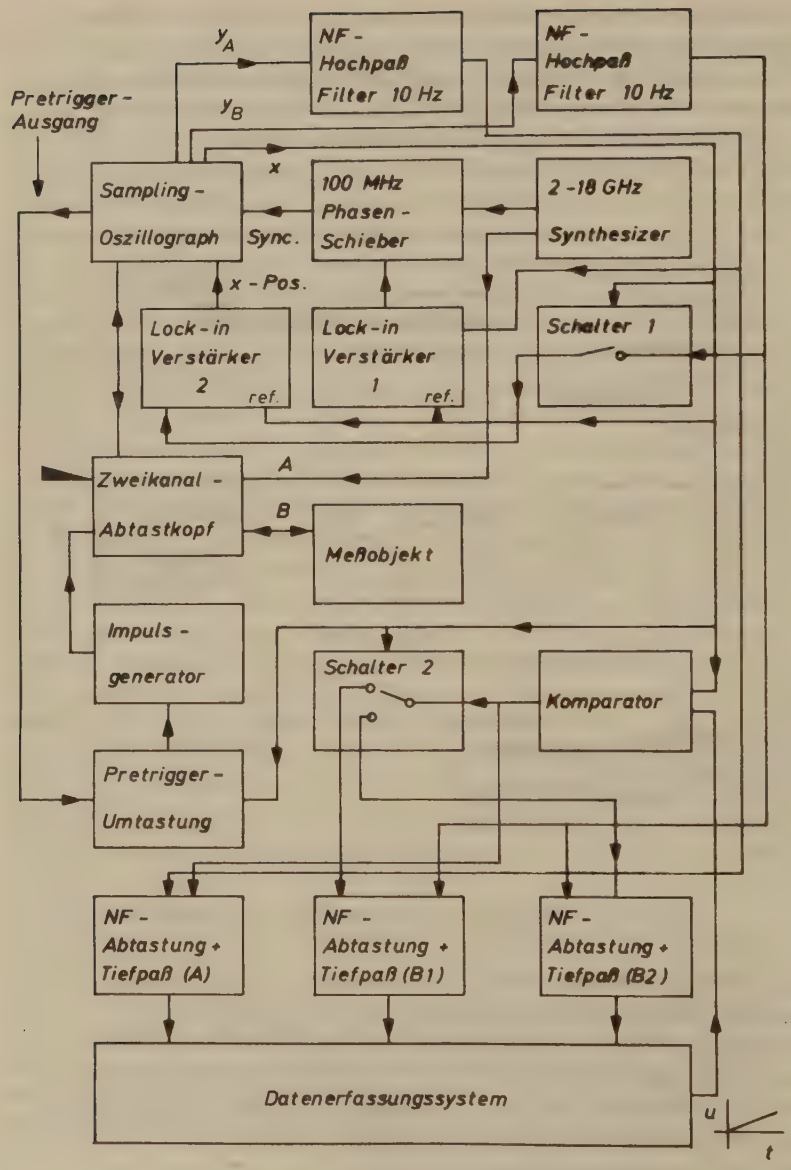


Abb. 5.12 Blockschaltbild des stabilisierten Zeitbereichsmeßplatzes

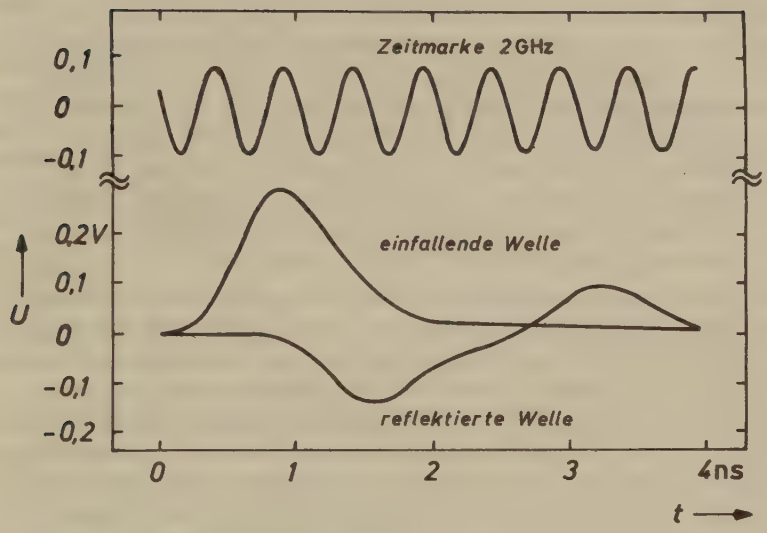


Abb. 5.13 Gleichzeitige Darstellung von Zeitmarke, Meß- und Referenzsignal [59] unter Verwendung des Meßaufbaus nach Abb. 5.12

Zur Erfassung der in dieser Weise abwechselnd übereinander geschriebenen Kurvenzüge wird das niederfrequente Ausgangssignal des Samplingsystems noch einmal unter Zwischenschaltung eines NF-Hochpaßfilters (10 Hz) zur Driftreduktion mit geeigneten NF-Abtasteinheiten alternierend mit jedem Durchlauf der Horizontalablenkung abgetastet und kann anschließend tiefpaßgefiltert auf einem Schreiber oder Datenerfassungssystem registriert werden [59] (Abb. 5.12). Die erwähnte Pretriggerumtastung beeinflusst nicht die als Zeitmarke auf dem Kanal A mit Hilfe des Synthesizers dargestellte Sinuskurve, da die Synchronisation dieser Schwingung unabhängig von der Pretriggerumtastung durch ein phasenstarr gekoppeltes 100 MHz Signal

auf dem Trigger- bwz. Synchronisationseingang des Samplingoszillographen erfolgt. Ein phasenempfindlicher Gleichrichter (Lock-In Verstärker 1) dient zur Stabilisierung der Horizontalposition der Zeitmarke nach dem von Elliot [57], [58] angegebenen Verfahren, wobei hier allerdings der analog steuerbare 100 MHz Phasenschieber [61] das Stellglied ist (Referenzfrequenz des Lock-In Verstärkers = Scanfrequenz = Frequenz der X-Ablenkung). Eine Abweichung vom Sollwert der Horizontalposition der Zeitmarke bewirkt eine Änderung der Phasenlage zwischen der Grundwelle der (periodischen) X-Ablenkung und der Grundwelle des niederfrequenten Y_A-Ausgangssignals für den Fall, daß eine einzige Sinusschwingung während eines Durchlaufs der Horizontalablenkung abgebildet wird. Da die Regelung hier unter Verwendung des Sychronsignals (100 MHz) erfolgt, sind Störungen im Y_A-Eingangssignal auszuschließen. Allerdings tritt normalerweise der Fall (vgl. Abb. 5.13) ein, daß die dargestellte Sinusschwingung im NF-Bereich nicht die Spektrallinie repräsentiert, die frequenzmäßig gleich der Grundwelle der X-Ablenkung ist. Dann rastet der Regelkreis auf einer höheren Harmonischen der Grundwelle ein. Entsprechend regelt der Lock-In Verstärker 2 die Position des Bildinhaltes von Kanal B. Wegen der Triggerumtastung erhält er durch einen elektronischen Schalter (Abb. 5.12; Schalter 1) nur das Abbild der zum Meßobjekt hinlaufenden Welle als Eingangssignal. Die Stellung von Schalter 1, Schalter 2 und Pretriggerumtastung wird bestimmt durch den Schaltzustand eines Flip-Flops, das mit jeder Sägezahnrückflanke umschaltet (toggelt). Daher ist für den Lock-In Verstärker 2 auch die Betriebsart "halbe Referenzfrequenz" zu wählen. Der Eingang "X-Position" wurde durch Herausführen eines Abgriffs an geeigneter Stelle in der Schaltung der Sampling-Zeitbasis (HP 1811A) geschaffen und ist normalerweise dort nicht vorhanden. Eine Steuerung dieses Eingangs hat eine gleiche Verschiebung des Bildinhalts in den Kanälen A und B zur Folge. Zu bemerken bleibt noch, daß die Ausregelung einer Störgröße im Kanal A sich nicht auf Kanal B auswirkt, während ein Regelvorgang im Kanal B für den Kanal A eine Störung bedeutet, die auszugleichen ist. Zur zweiten Abtastung der Y_A- und Y_B-Signale, die im NF-Bereich nach einem 10 Hz Hochpaßfilter stattfindet, wird von einem Komparator für den Kanal A mit jedem Sägezahn der X-Ablenkung ein Abtastimpuls erzeugt. Zur Trennung

der Ausgangssignale Y_{B1} und Y_{B2} kann wegen der alternierenden Pretriggerumtastung nur jeweils bei jedem zweiten Sägezahn eine Abtastung erfolgen. Rauschen und Drift des Gesamtsystems (bezogen auf den Eingang des HF-Samplingkopfes) liegen bei 0,2 mV effektiv (Scan-Frequenz = 100 Hz, NF-Hochpaß 10 Hz, NF-Tiefpaß 0,2 Hz, Abtastfrequenz = 70 KHz). Horizontaldriften (typisch $\pm$ 10 ps/5 min) werden um den Faktor 100 reduziert. Der nutzbare Dynamikbereich beläuft sich dann auf 70 dB. Unter Verwendung des oben beschriebenen Meßplatzes wurde die Abbildung 5.13 erstellt, wobei in diesem Fall die Anordnung als leitungsgebundenes Impulsreflektometer benutzt worden ist.

Betrachtet man ein Meßobjekt im freien Raum, das sich vor einer Antenne befindet, kann prinzipiell der gleiche Aufbau eingesetzt werden. Es empfiehlt sich jedoch, die vom Impulsgenerator erzeugte Welle nicht in voller Amplitude über den Durchgangssamplingkopf laufen zu lassen (Dynamikbegrenzung), sondern z.B. mit Hilfe eines breitbandigen Richtkopplers praktisch nur die von der Antenne zurücklaufende Welle zu erfassen. Stehen getrennte Sende- und Empfangsantennen zur Verfügung, wird die Sendeantenne am Ausgang des Impulsgenerators angeschlossen und die Empfangsantenne an die Stelle des "Meßobjekts" (Abb. 5.12) gesetzt. Der dann noch freie Eingang vom Kanal B kann über einen Richtkoppler oder Leistungsteiler mit dem Ausgang des Impulsgenerators zur Übertragung eines Referenzsignals verbunden werden.

5.2.4 Kompaktes Kurzimpulsradargerät

Die bisher (Abschnitt 5.2.3) beschriebene Anordnung ist zum Teil unter Verwendung aufwendiger Laborgeräte erstellt worden. Zusätzlich wurde im Hinblick auf die praktische Erprobung des Verfahrens an unterschiedlichen Objekten, die in manchen Fällen nicht transportabel sind, unter möglichst weitgehender Verwendung von Baugruppen kommerzieller Geräte eine Einheit entwickelt und aufgebaut, die Messungen "vor Ort" gestattet. Als Beispiel für einen eventuellen Einsatz dieses Verfahrens sei hier die Möglichkeit genannt, die Dicke von Kohleschichten auf Gestein zum Zwecke der Steuerung von Abbaumaschinen im Bergwerk zu erfassen. Die Anwendung von CW-FM Radargeräten zur Lösung dieses Problems ist bereits an anderer Stelle [62] vorgenommen worden.

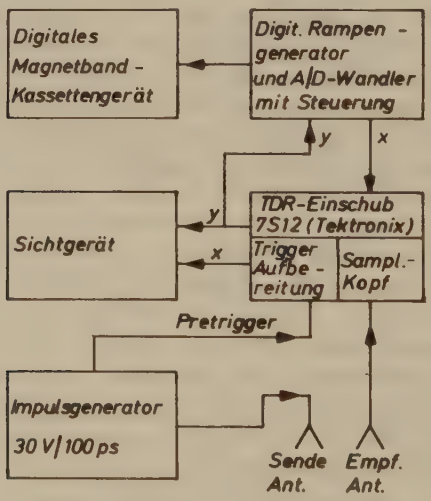


Abb. 5.14 Blockschaltbild des Kurzimpulsradargerätes

Der Aufbau des Kurzimpulsradargerätes ist aus Abb. 5.14 ersichtlich. Ein Impulsgenerator nach Abb. 5.1 erzeugt einen Impuls mit steiler Anstiegsflanke, dessen abstrahlfähige Frequenzanteile über die Sendeantenne (Steghohlleitungshorn) sowie nach Reflexion an der Schichtstruktur zur Empfangsantenne und zum Abtastkopf der TDR - Einheit gelangen. Die im Niederfrequenzbereich vorliegenden Ausgangssignale der TDR - Einheit werden auf einem Sichtgerät unmittelbar dargestellt, gleichzeitig zur späteren Weiterverarbeitung digitalisiert und in dieser Form auf einer Magnetbandkassette aufgezeichnet. Die Auswertung erfolgt dann mit einem der in Abschnitt 4 beschriebenen Verfahren.

5.3 Experimentelle Erprobung von Rekonstruktionsverfahren

5.3.1 Vorversuche in der Koaxialleitung

Vor den experimentellen Untersuchungen an dielektrischen Schichtstrukturen im freien Raum wurden zunächst Messungen an einer Koaxialleitung mit dielektrischen Einsätzen unterschiedlicher Länge (1 bis 15 cm) und Materialien (PVC, Teflon, Pertinax etc.) durchgeführt. Dies hat die folgenden Gründe:

a.) Der exakte Zusammenhang des Eingangsreflexionsfaktors der Koaxialleitung mit dielektrischen Einsätzen der Dicken d_n und Dielektrizitätszahlen $\varepsilon_{r,n}$ entspricht dem näherungsweisen Zusammenhang von $\Gamma(j\omega)$ mit den entsprechenden Schichtdaten für den Fall $D \to \infty$ (keine Strahlungsdämpfung in der Schichtstruktur, s. Gl. (3.31c), $g_3 = 1$) und $s = 0$ (kein Antennenversatz = monostatische Messung; vgl. Gl. (3.33)).

b.) Bei der auf Zeitbereichsmessungen basierenden Rekonstruktion der Dicke und Dielektrizitätszahl von Koaxialleitungseinsätzen sind auftretende Abweichungen nur auf Unzulänglichkeiten der TDR-Meßtechnik und des verwendeten Rekonstruktionsverfahrens zurückzuführen. Damit können diese Fehlereinflüsse gesondert von den

bei der Freiraummessung zusätzlich auftretenden Fehlern aufgrund der Benutzung der einfachen Näherung Gl. (3.33) untersucht werden.
c.) Freiraummessungen an mehr als zwei relativ dicken (d > 15 cm) dielektrischen Schichten mit definiertem ε_r- Wert konnten mangels geeigneter Platten ausreichender Abmessungen nicht durchgeführt werden. Dieser Fall war also experimentell in der Koaxialleitung zu untersuchen.

Für die genannten Messungen in der Koaxialleitung (50 Ω Reaktanzleitung (Typ BN 39592) der Firma Rohde & Schwarz) reichte ein kommerzieller Impulsgenerator (Avtech, AVH - M1) aus. Er gibt eine Ausgangsspannung ab, die in Abhängigkeit von der Zeit näherungsweise den Verlauf eines Gauß-Impulses hat. Das zugehörige Spektrum - ebenfalls näherungsweise durch eine Gauß - Funktion beschreibbar - ist bei 1,6 GHz auf -20 dB des Maximalwertes bei f = 0 abgefallen. Die Registrierung der auf die Koaxialleitung einfallenden und von ihr reflektierten Welle erfolgte mit der in Abb. 5.12 dargestellten, rechnergesteuerten Meßanordnung. Abb 5.15 zeigt für den Fall einer Teflon/Pertinax/Trolitul-Schichtung ($d_1 = d_2 = d_3 = 15$ cm) den Verlauf der einfallenden und reflektierten Welle sowie eines 2 GHz - Referenzsignals

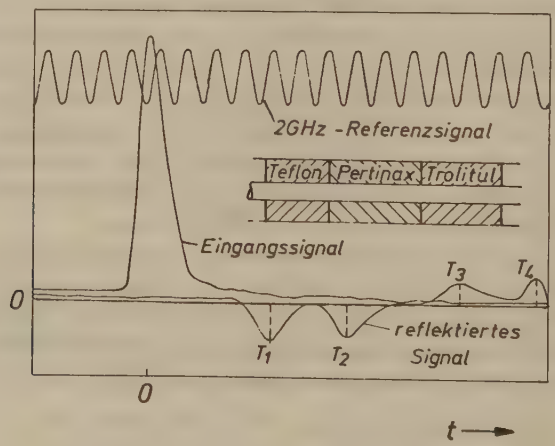
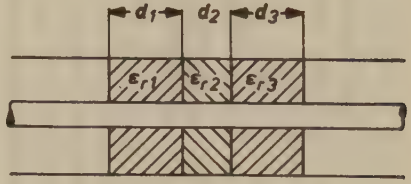


Abb. 5.15 TDR-Messung dielektrischer Einsätze in der Koaxialleitung

		Versuch 1		Versuch 2		Versuch 3		Versuch 4	
		rekonstr. Daten	tatsächl. Daten	rekonstr. Daten	tatsächl. Daten	rekonstr. Daten	tatsächl. Daten	rekonstr. Daten	tatsächl. Daten
Schicht 1	ε_{r1}	1,92	1,95 (Teflon)	1,96	1,95 (Teflon)	2,75	2,58 (PVC)	1,99	1,95 (Teflon)
	$\frac{d_1}{cm}$	14,82	15	14,88	15	14,46	15	14,88	15
Schicht 2	ε_{r2}	3,50	3,7 (Pertinax)	3,65	3,7 (Pertinax)	7,83	5,87 (Stycast 7)	2,60	2,50 (Plexiglas)
	$\frac{d_2}{cm}$	15,47	15	15,01	15	6,81	7	14,80	15
Schicht 3	ε_{r3}	2,44	2,46 (Trolitul)	2,68	2,58 (PVC)	15,87	11,74 (Stycast 25)	3,83	3,7 (Pertinax)
	$\frac{d_3}{cm}$	13,35	15	13,18	15	5,08	5	13,79	15

Tab. 5.1 Vergleich rekonstruierter und tatsächlicher Werte der Dicken d_n und Dielektrizitätszahlen $\varepsilon_{r,n}$ von Einsätzen in der Koaxialleitung. Als "tatsächliche" $\varepsilon_{r,n}$-Werte sind Mittelwerte der mit anderen Meßmethoden gewonnenen Referenzdaten (siehe Anhang 8.3) angegeben.



Für das in Abb. 5.15 gezeigte Beispiel ist aufgrund der relativ großen Schichtdicke die Überlappung der einfach reflektierten Anteile vernachlässigbar, so daß die Amplituden der ersten beiden Reflexionen und deren Laufzeitdifferenz aus der Größe und Lage (T_1 und T_2) der zugehörigen Extrema bestimmt werden kann. Im Rahmen des im Anhang (8.2) beschriebenen Rekonstruktionsprogramms werden dann daraus zunächst $\varepsilon_{r,1}$ und $\varepsilon_{r,2}$ sowie d_1 bestimmt. Weiterhin werden die relevanten Mehrfachreflexionen an den ersten zwei Grenzschichten ermittelt und von dem gesamten reflektierten Signal abgezogen. Aus dem verbleibenden Rest ergeben sich dann $\varepsilon_{r,3}$ und d_2 sowie nach einem weiteren Abzug der Mehrfachreflexionen unter Berücksichtigung der dritten Grenzschicht der Wert von d_3. Der für die Funktion des Programms erforderliche, zulässige Zeit- und Amplitudenfehlerbereich wurde mit ±10 % festgelegt.

Eine Gegenüberstellung der Ergebnisse verschiedener nach diesem Verfahren rekonstruierter Schichtstrukturen in der Koaxialleitung zeigt die Tabelle 5.1. Die Maximalfehler dieser Messungen liegen bei ±20 % bezüglich der jeweiligen Schichtdicke und bei ±10 % bezüglich des Wertes der Dielektrizitätskonstanten, was bei der gleichzeitigen Bestimmung von sechs Unbekannten (d_1, d_2, d_3, $\varepsilon_{r,1}$, $\varepsilon_{r,2}$, $\varepsilon_{r,3}$) aus einer Messung tolerierbar scheint. Die Referenzwerte für ε_r sind lineare Mittelwerte einiger nach unterschiedlichen Methoden (siehe Anhang (8.3)) bestimmter Meßergebnisse.

5.3.2 Messungen an einem metallischen und dielektrischen "Halbraum"

Messungen an ebenen, parallel geschichteten Dielektrika im freien Raum erfolgten in der Weise, daß auf die dielektrische Schichtstruktur zunächst eine dünne Metallplatte gelegt wurde. Das so gemessene Empfangssignal $b_M(t)$ sei hier als Referenzsignal bezeichnet. Ein typisches Referenzsignal, aufgenommen in einer Anordnung mit zwei um 30 cm versetzten Steghohlleitungshornantennen im Abstand von 60 cm von der Metallplatte (Metall-"Halbraum") zeigt der Kurvenzug I in Abb. 5.16. Den reflektierten Impuls an einer dielektrischen Platte hinreichender Dicke, die hier innerhalb des Zeitfensters, das das Echo von deren Rückseite nicht enthält, als dielektrischer "Halbraum" aufgefaßt werden soll, zeigt Kurvenzug II.

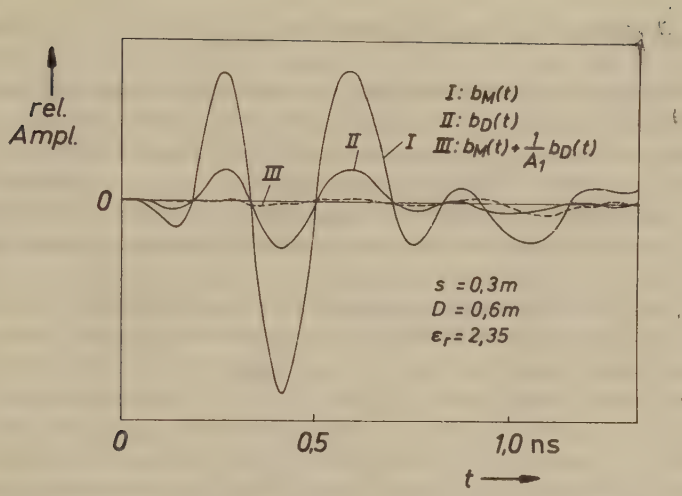


Abb. 5.16 Vergleich der Empfangssignale $b_M(t)$ und $b_D(t)$ für einen metallischen und dielektrischen "Halbraum"

Mit der im Abschnitt 4.2.3 beschriebenen Vorgehensweise wurde aus dem Vergleich der jeweils ersten positiven Halbwelle von $b_M(t)$ und $b_D(t)$ über ein Korrelationsverfahren der Faktor $A_1 = -0,2098$ bestimmt. Bildet man $b_M(t) + b_D(t)/A_1$, so verbleibt der in Abb. 5.16 gestrichelt eingezeichnete Kurvenzug III. Man erkennt, daß bis zum Zeitpunkt T_S (Störung durch Kanteneinfluß) die Ungleichung

$$|b_M(t) + \frac{b_D(t)}{A_1}| << |b_D(t)|$$

gilt. Damit ist für dieses Beispiel die auf theoretischem Wege hergeleitete Aussage, daß sich für diesen Fall die Funktionen $b_D(t)$ und $b_M(t)$ in guter Näherung nur durch einen konstanten Faktor unterscheiden, auch experimentell verifiziert worden. Es sei hier jedoch nochmals erwähnt, daß diese Aussage ($b_D(t) = -A_1 b_M(t)$)streng nur für ebene homogene Wellen gilt.

5.3.3. Messungen an Schichtstrukturen

Die Situation bei der Auswertung von Messungen an Mehrschichtstrukturen sei anhand des Beispiels von Abb. 5.17 erläutert, bei dem zum Test des Verfahrens eine Polyäthylenplatte ($\varepsilon_{r,1}$ = 2,35 ; d_1 = 40,5 mm) auf eine Metallplatte ($\varepsilon_{r,2} \to \infty$) gelegt wurde. Die Auswertung der Messung erfolgte nach der im Abschnitt 4.2.3. beschriebenen Methode. Dazu wurden zunächst aus den Signalen $b_M(t)$ und $b_D(t)$ die zweiten "Halbwellen" im Intervall B_1 durch ein einfaches Rechnerprogramm herausgeschnitten. Aus der Kreuzkorrelationsfunktion zwischen diesen verbleibenden Halbwellen konnten dann die Laufzeit T_1 und die Amplitude A_1 bestimmt werden (hier: $T_1 = 0$). Aus A_1 ergibt sich $\varepsilon_{r,1}$. Bildet man nun $(b_D(t) + A_1\, b_M(t - T_1))/A_1$, so erhält man den im unteren Teil von Abb. 5.17 gezeigten Kurvenverlauf, aus dem mit der zweiten Halbwelle (Intervall B_2) und Bildung der Kreuzkorrelationsfunktion zwischen dieser Halbwelle und der entsprechenden Halbwelle von $b_M(t)$ die Laufzeit T_1 sowie die Amplitude A_2 bestimmt werden. Aus $T_2 - T_1$ ergibt sich d_1 und aus A_2 unter Berücksichtigung der Strahlungsdämpfung der Wert von $\varepsilon_{r,2}$. In der Tabelle 5.2 findet sich eine Gegenüberstellung verschiedener nach dieser Methode gemessener Schichtdaten. Dazu ist zu bemerken, daß die Bestimmung von Zeitdifferenzen mit dem beschriebenen Meß- und Auswerteverfahren reproduzierbar mit guter Genauigkeit und Auflösung (Absolutgenauigkeit der Zeitbasis nach vorheriger Eichmessung ±2 %, zeitliche Auflösung mit 1:5 Feinunterteilung <±2 ps) durchgeführt werden kann, während die absolute Reproduzierbarkeit der Amplitudenwerte mit ±5 % anzusetzen ist, da unsystematische Leistungsschwankungen des benutzten Impulsgenerators von maximal ±10% im Zeitraum zwischen der Referenzmessung (Metallplatte) und der Messung an der Schichtstruktur aufgetreten sind. Dies wird anhand der Tabelle 5.2 z.B. durch Vergleich der Messungen Nr.1 und Nr.2 deutlich. In beiden Fällen ist die erste Schicht (Pertinaxplatte der Dicke 27,2 mm) gleich. Die gemessene relative Amplitude A_1 der ersten Reflexion unterscheidet sich hier jedoch um 4,8 %, was zu erheblich unterschiedlichen Werten (3,87 und 4,16) in $\varepsilon_{r,1}$ führt. Die Ergebnisse der Laufzeitmessungen $(T_2 - T_1)$ weichen voneinander jedoch nur um eine

Stützstelle ($\hat{=}$ 3,80 ps) ab. Die Abweichung in dem ermittelten Wert der Dicke d_1 wird damit hauptsächlich durch den Fehler in $\varepsilon_{r,1}$ bestimmt und beträgt hier 2 %. Wie man anhand der Messung Nr.1 sieht, ist auch die Bestimmung von $\varepsilon_{r,2}$ mit relativ guter Genauigkeit möglich. Im Fall der Messungen Nr. 2 bis 4 mit einer Metallplatte als zweiter Schicht kann man durch Vergleich der ermittelten Daten für $\rho_{o,2}$ mit dem exakten Wert $\rho_{o,2} = -1$ auf den Fehler schließen, der hier maximal 4 % beträgt.

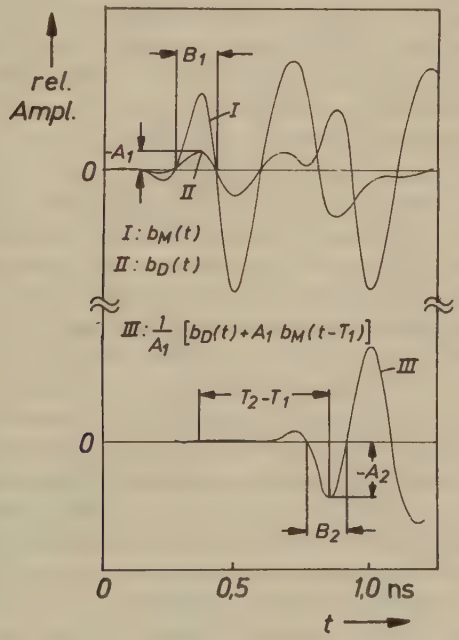


Abb. 5.17 Beispiel für die Empfangssignale von Schichtstrukturen

Nr.	Struktur	$A_1^{(1)} = \rho_{o,1}$	$\frac{T_2-T_1}{ps}$	$A_2^{(1)}$	$D = 0{,}6m$ $A = \frac{D}{D + \frac{d}{\sqrt{\varepsilon_r}}}$	$\rho_{o,2}$	$\varepsilon_{r,1}$	$\frac{d_1}{mm}$	$\varepsilon_{r,2}$
1	Pertinax auf Polyäthylen	-0,3422	363	0,1324	0,978	0,153	4,16 (3,70)	26,7 (27,2)	2,24 (2,35)
2	Pertinax auf Metall	-0,3265	359	-0,875	0,977	-1,00	3,87 (3,70)	27,4 (27,2)	(∞)
3	PVC auf Metall	-0,2553	402	-0,922	0,965	-1,022	2,84 (2,58)	35,8 (36,2)	(∞)
4	Polyäthylen auf Metall	-0,2098	413	-0,952	0,958	-1,04	2,34 (2,35)	40,6 (40,5)	(∞)

Tab. 5.2
Analyse verschiedener Schichtstrukturen mit Hilfe der Meßanordnung nach Abb. 5.12; zum Vergleich sind die tatsächlichen Werte für die Dielektrizitätszahlen (siehe Anhang 8.3) sowie für die Schichtdicken in Klammern angegeben.

5.3.4 Bestimmung der Dicke von Mauerwerk und Asphaltschichten

Zusätzlich zu den im Labor vorgenommenen Messungen wurden außerhalb des Labors zwei weitere Schichtstrukturen experimentell näher untersucht.

Im ersten Fall sollte geklärt werden, ob es möglich ist, die Dicke einer ca. 11 cm (entsprechend einem halben Stein) dicken Kalksandsteinmauer in der genannten Weise zu messen. Dabei ergab sich eine klar erkennbare Reflexion von der Rückseite der Wand, was durch Auflegen und Entfernen einer Metallplatte an dieser Grenzschicht zusätzlich sehr deutlich demonstriert werden konnte. Jedoch war der dort verwendete Kalksandstein nicht massiv, sondern wies zahlreiche Hohlräume zur besseren Wärmedämmung auf, was eine genaue Auswertung nicht sinnvoll erscheinen ließ.

Im zweiten Fall ging es um die Bestimmung der Schichtenfolge in Asphalt - Straßenbelägen. Auf einer Unterlage aus grobem und feinerem Schotter sind verschiedene Asphalt - Split Mischungen angeordnet, die sich in der Art der Zuschlagstoffe und dem Bitumenanteil unterscheiden. Es wurde versucht, die Dicken und Dielektrizitätszahlen derartiger Schichtungen mit einer Anordnung nach Abb. 5.14 zu messen. Dabei zeigte sich, daß die Dämpfung trockener Asphaltschichten, wie zu erwarten, stark von der Art der Zuschlagstoffe abhängt und bei 3 GHz bis etwa 0,5 dB/cm beträgt, meist jedoch wesentlich niedriger liegt. Die Messung wurde an Proben in der Reckteckhohlleitung sowie im freien Raum an Platten von 50 x 50 cm^2 ausgeführt. Damit ist die Möglichkeit der Durchstrahlung von Asphalt mit Mikrowellen grundsätzlich gegeben. Als problematisch hat sich aber zum einen die Oberflächenrauhigkeit der Grenzschicht Luft - Asphalt erwiesen. Aus dem Reflexionsfaktor an dieser Stelle ist der ε_r-Wert der ersten Schicht nicht mehr mit hinreichender Genauigkeit zu bestimmen. Zum zweiten ist der Unterschied im ε_r an den Grenzschichten zwischen zwei verschiedenen Asphaltschichten oft so gering, daß er mit den hier diskutierten Verfahren nicht eindeutig erfaßt werden kann. Ferner werden Messungen, wie Versuche zeigten, durch den jahreszeitlich schwankenden Wassergehalt äußerst erschwert.

6. Weitere Anwendungen des Meßverfahrens.

Der bisherigen Beschreibung lag die Annahme zugrunde, daß die Dicken und Dielektrizitätszahlen aller unterhalb der zugänglichen Grenzebene liegenden Schichten unbekannt sind und mit Hilfe der Freiraum-Impulsreflektometrie bestimmt werden sollen. Um diese allgemeine Forderung erfüllbar zu machen, mußte eine Beschränkung auf solche Dielektrika erfolgen, bei denen die Verluste und die Dispersion vernachlässigbar sind. Weiterhin werden zur Erzielung einer ausreichenden Auflösung bestimmte Mindestdicken der einzelnen Schichten vorausgesetzt.

Bei einigen in der Praxis vorkommenden Meßaufgaben an Schichtstrukturen sind häufig - im Gegensatz zu obiger Annahme - einige Parameter der Schichtstruktur im voraus bekannt, und die elektromagnetische Messung soll dazu dienen, die restlichen Parameter zu bestimmen. Zur Ermittlung dieser gesuchten Parameter gibt es spezielle Auswerteverfahren, die teilweise nicht mehr der Beschränkung auf verlust- und dispersionsfreie Schichten von einer Mindestdicke unterliegen.
Hier sollen zwei Beispiele für solche Aufgabenstellungen diskutiert werden, wobei im ersten Fall (Messung der Dielektrizitätszahl an feuchtem Kohlenstaub) die Dicke der obersten Schicht bekannt ist und die darunter liegende Platte aus Metall besteht. Im zweiten Fall wird an einer dünnen Schicht bekannter Dicke die Dielektrizitätszahl ε_r - oder bei bekanntem ε_r - die Dicke gesucht.

6.1 Messung der Dielektrizitätszahl von feuchtem Kohlepulver

Zur kontinuierlichen Bestimmung des Wassergehaltes von Kohlepulver kann man eine Messung der komplexen Dielektrizitätszahl im Mikrowellenbereich heranziehen [64]. Je nach Art des industriellen Prozesses, in dem die Meßaufgabe vorliegt, soll die Probenentnahme, etwa von einer Bandanlage zur Trocknung der Kohle, nach Möglichkeit vermieden werden. Der genannte Aufbereitungs-

vorgang läuft etwa in der Weise ab, daß feingemahlenes Kohlepulver in einer 1 - 2 cm dicken Schicht auf einem etwa 1 mm dicken Band aus Kunstfasergewebe in einer Breite von ungefähr 3 m über eine ebene Metallfläche gleitet. Zur labormäßigen Simulation der beschriebenen Anordnung wurden Kohlestaubproben unterschiedlichen Verdichtungsgrades und Feuchtigkeitsgehalts nacheinander auf einem Alumiumblech (70 mal 70 cm mit 15 mm hoher Umlaufkante) mit einem Aufbau nach Abb. 5.12 vermessen. Um den Realteil der Dielektrizitätszahl dieses schwach verlustbehafteten Mediums zu bestimmen, wurden Messungen (Anordnung nach Abb. 3.1) durchgeführt und bezüglich $\rho_{o,1}$ und τ_1 unter Verwendung des Verfahrens aus Abschnitt 4.2.3 (Korrelation) ausgewertet. Bei der Bestimmung von $\varepsilon_r' \approx \varepsilon_r$ aus ρ_1 zeigten sich in insgesamt 26 Messungen je nach Zustand (Rauhigkeit) der Grenzschicht Luft/Kohle zum Teil erhebliche Abweichungen gegenüber Referenzmessungen in Hohlleitungen [65]. Wegen der hier im voraus bekannten Dicke der Schicht (in der Praxis wird das Flächengewicht mit einer Bandwaage gemessen), ist ε_r' auch aus der Laufzeit τ_1 bestimmbar, weil im Experiment keine wesentlichen Impulsverformungen durch Materialdispersion festgestellt wurden. Die so gewonnenen Ergebnisse zeigen eine erheblich bessere Übereinstimmung mit Vergleichsdaten [65] als die Resultate aus $\rho_{o,1}$. Falls auch $\varepsilon_r'' \ll \varepsilon_r'$ bestimmt werden soll, kann zusätzlich zur Laufzeit τ_1 auch noch die Amplitude der Reflexion von der Grenzschicht Dielektrikum/Metall ($r_2^{(1)}$) unter der Voraussetzung schwacher Dispersion ausgewertet werden. Wegen der geringen Schichtdicke im Vergleich zum Antennenabstand wird der Einfluß der Strahlungsdämpfung vernachlässigt:

$$r_2^{(1)} \approx (1 - \rho_{o,1}^2)\,(-1)\,e^{-2\alpha d_1} \tag{6.1}$$

mit

$$\alpha \approx k_o \sqrt{\varepsilon_r'}\,\frac{\varepsilon_r'}{\varepsilon_r''} \tag{6.2}$$

In diesem Fall ist es zweckmäßig, bei der Auswertung der Gln. (6.1) und (6.2) bezüglich ε_r'' das über die Messung von τ_1 ermittelte ε_r' einzusetzen, um Fehlereinflüsse durch rauhe Oberflächen möglicht klein zu halten.

Probe Nr.	Frequenzbereichs-messung in Hohl-leitungen nach [65]	Zeitbereichsmessung	
		Laufzeit τ_1	erste Reflexion $\rho_{o,1}$
1	2,39 ... 2,42	2,44	3,09
2	3,32 ... 3,38	3,23	3,38
3	3,28 ... 3,35	2,95	4,01
4	3,82 ... 3,87	3,81	4,49
5	6,59 ... 6,68	6,55	6,37

Tabelle 6.1
Vergleich der gemessenen ε_r' - Werte von feuchtem Steinkohlenstaub für verschiedene Verdichtungsgrade

Es ist darauf hinzuweisen, daß der Einfluß der Störreflexion vom Rand der Probe zeitlich ausgefiltert wurde und das Auswerteverfahren trotz der relativ geringen Materialdicke d_1 = 15 mm gut durchzuführen war. Als wesentliches Problem muß jedoch die Unsicherheit in der Amplitudenmessung mit $\pm$ 5 % herausgestellt werden, was bei den hier gegebenen Genauigkeitsforderungen von $\pm$ 1 % bezüglich des Wassergehaltes (zur Prozeßkontrolle in der genannten Aufbereitungsanlage) eine praktische Anwendung vorerst verhindert hat. Die Verwendung einer anderen, allerdings aufwendigeren Meßtechnik mit einem rechnergesteuerten, amplitudenstabilen und frequenzgenauen Oszillator, dessen Frequenz in einem bestimmten Intervall Δf schrittweise verändert wird und Weiterverarbeitung der Meßdaten nach erfolgter Fouriertransformation im Zeitbereich könnte eine wesentliche Steigerung der Genauigkeit erbringen. Diese Vorgehensweise (Erzeugung synthetischer Impulse aus Frequenzbereichsmessungen und Filterung im Zeitbereich) wurde beispielsweise in [66] zur Ausblendung von Störeinflüssen bei Antennendiagrammessungen angewendet.

6.2 Messungen an einzelnen dünnen Schichten

6.2.1 Messungen an dielektrischen Folien

Im Hinblick auf praktische Anwendungen wurde die Möglichkeit untersucht, die Dicke oder Dielektrizitätszahl dielektrischer Folien, etwa zur Kontrolle eines Produktionsprozesses, berührungslos und zerstörungsfrei mit einer Meßanordnung nach Abb. 5.12 zu messen. Falls die Dicke der zu messenden Schicht sehr viel kleiner als $\lambda_o/\sqrt{\varepsilon_r}$ ist, besteht näherungsweise (vgl. zweites Kapitel) folgender Zusammenhang:

$$|r| \approx \frac{d\,\pi\,|\varepsilon_r - 1|}{\lambda_o} \qquad \text{für } d \ll \lambda_o/\sqrt{\varepsilon_r} \quad .$$

Der Betrag des Reflexionsfaktors ist also proportional zur Frequenz, wobei im Proportionalitätsfaktor die gesuchte Information über die Dicke und Dielektrizitätszahl der Schicht enthalten ist.

Messungen an drei verschiedenen verlustarmen Materialien, nämlich Pertinax, PVC und Polyäthylen von je 2 mm Dicke in einem quadratischen Rahmen (Fläche = $1m^2$) ergaben nach Abtrennung der Randstörungen, Fouriertransformation in den Frequenzbereich und anschließender Normierung auf die Meßergebnisse für eine Metallplatte den in Abb. 6.1 gezeigten Verlauf des Reflexionsfaktors über der Frequenz. Da hier die Dicke als bekannt vorausgesetzt wird, konnten aus der Steigung der Kurven die zugehörigen errechneten ε_r- Werte (Abb. 6.1) ermittelt werden, die recht gut mit den bekannten Dielektrizitätszahlen der untersuchten Materialien übereinstimmen. Es scheint möglich, daß ein derartiges Meßverfahren, gegebenenfalls in einem anderen Frequenzbereich, Verwendung finden könnte zur Überwachung der Dicke von Kunststoffolien im Zuge des Herstellungsprozesses. Allerdings sind, wie qualitative experimentelle Untersuchungen gezeigt haben, Vorkehrungen gegen mechanische Fehlereinflüsse wie Durchhängen und Falten durch Verspannung an dünnen Folien zu treffen.

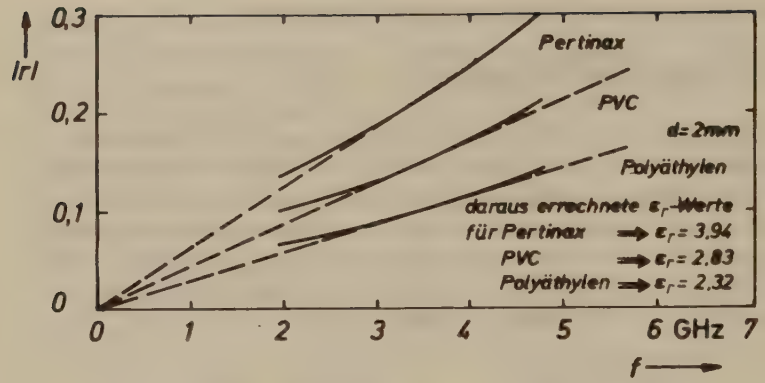


Abb. 6.1 Ermittlung der Dielektrizitätszahl dünner ($d << \lambda_o/\sqrt{\varepsilon_r}$) dielektrischer Schichten aus der Frequenzabhängigkeit des Reflexionsfaktors [67]

6.2.2 Messungen an Widerstandsfolien

An Widerstandsfolien (Gleichstromflächenwiderstand R_F = 150Ω) bestehend aus Graphitpapier, das in einem 1m mal 1m großen Rahmen eingespannt war, sind ebenfalls Messungen des Reflexionsfaktors mit einer Meßanordnung nach Abb. 5.14 durchgeführt worden. Die Materialdicke war für alle betrachteten Frequenzen klein gegen die Skintiefe, was die Anwendung der im zweiten Kapitel für diesen Sonderfall angegebenen Näherungen zur Berechnung des Reflexionsfaktors gestattet. Nach erfolgter Zeitfilterung und Fouriertransformation ergab sich erwartungsgemäß ein näherungsweise von der Frequenz unabhängiger Reflexionsfaktor. Damit erlaubt die Messung des Reflexionsfaktors die Bestimmung des Flächenwiderstandes und damit bei gegebener Leitfähigkeit auch der Dicke der Widerstandsfolie.
Nach dem selben Verfahren läßt sich auch die Dicke sehr dünner Metallschichten (Größenordnung 10... 100 nm) auf nichtleitendem Trägermaterial ermitteln, wenn dessen Einfluß auf den Reflexionsfaktor vernachlässigbar ist.

7. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Meßverfahren diskutiert, bei dem der Zeitverlauf des von einer Struktur dielektrischer Schichten reflektierten Signals (Echo) mit dem einer Metallplatte verglichen wird, um daraus die Dicke und Dielektrizitätszahl der Schichten zu bestimmen. Dabei erhält man in einer realen Anordnung neben den erwünschten Reflexionen an den einzelnen Grenzschichten auch Beiträge vom Übersprechen zwischen den Antennen, von der Streuung an den seitlichen Grenzen der Schichtstruktur und von Mehrfachreflexionen zwischen den Antennen und der Schichtstruktur. Während der Beitrag des Übersprechens durch Subtrahieren zu entfernen ist, können die unerwünschten Reflexionen aufgrund ihrer längeren Laufzeit abgetrennt werden.

Im Gegensatz zum Fall einer senkrecht einfallenden ebenen homogenen Welle besteht für die betrachtete Antennen - Schicht - Anordnung keine einfache Beziehung zwischen dem Verlauf des reflektierten Signals und den Parametern der Schichtstruktur. Die Beschreibung des hier vorliegenden Zusammenhangs erfolgte zunächst in allgemeiner Form mit Hilfe eines Mehrtormodells, das auf der Darstellung des elektromagnetischen Feldes durch Überlagerung ebener Wellen basiert. Aus dieser Beschreibung ergibt sich ein Ausdruck für die Übertragungsfunktion der Anordnung, der jedoch nicht in geschlossener Form nach den gesuchten Schichtparametern auflösbar ist. Deshalb wurde daraus über die Methode der stationären Phase eine Näherungsrelation abgeleitet, die - wie Vergleiche mit numerisch gewonnenen Ergebnissen zeigten - einen für die meisten Fälle ausreichenden Gültigkeitsbereich besitzt.

Da bei relativ dünnen Schichten (hier: einige Zentimeter) eine zeitliche Überlappung der zu den einzelnen Grenzschichten gehörenden Echoanteile auftreten kann, wurden auch für diesen Fall taugliche Verfahren zur Bestimmung der Amplitude und Laufzeit der Einzelechos diskutiert. In diesem Zusammenhang wurde ein

sukzessives Subtraktionsverfahren zur Auswertung sich überlappender Einzelechos vorgestellt und die Möglichkeit der Verwendung eines inversen Filters diskutiert.

Im experimentellen Teil der Arbeit erfolgte die Untersuchung eines Meßaufbaus, bestehend aus einem Impulsgenerator hoher Flankensteilheit und einem rechnergesteuerten Samplingsystem. Die Notwendigkeit einer präzisen Aufzeichnung des Echosignals erforderte dabei besondere Maßnahmen zur Stabilisierung dieses Samplingsystems (Stabilisierung der Zeitbasis, Regelungssystem zur Driftverringerung). Da die als Breitbandstrahler verwendeten Steghohlleitungshornantennen für den Spektralbereich in der Umgebung ihrer Grenzfrequenz eine besonders starke Dispersion aufweisen, kann es zu unerwünschten impulsverlängernden Verzerrungen kommen. Daher wurde die Möglichkeit der Unterdrückung dieses Effekts durch Einbringen verlustbehafteter Schichten in die Antenne untersucht.

Insgesamt konnte gezeigt werden, daß die Rekonstruktion ebener dielektrischer Schichten bei Anwendung der Freiraum - Impulsreflektometrie in vielen Fällen mit ausreichender Genauigkeit durchführbar ist.

8. Anhang

8.1 Numerische Auswertung des Reflexionsintegrals

8.2 Flußdiagramme für das direkte und inverse Streuproblem

8.3 Bestimmung von Referenzwerten für die Dielektrizitätszahlen der verwendeten Materialproben

8. Anhang

8.1 Numerische Auswertung des Reflexionsintegrals

Zur Feststellung des Gültigkeitsbereichs der benutzten Näherungsbeziehung (Gl. (3.33)) für $\Gamma^e(j\omega)$ wurde der "exakte" Ausdruck nach Gl. (3.23) (dreidimensionaler Fall) und nach Gl. (3.36) (zweidimensionaler Fall) für eine Reihe von Zahlenbeispielen numerisch ausgewertet. Dabei wurden die im Zähler und Nenner stehenden Integrale durch Summen ersetzt.

Im zweidimensionalen Fall erfolgte die Approximation des zugehörigen eindimensionalen Integrals im Bereich $-k_o < k_x < k_o$ mit 400 Stützstellen (k_x-Werte). Für den dreidimensionalen Fall treten aufgrund des dann hohen Rechenzeitbedarfs Schwierigkeiten auf. So erforderte die Berechnung des Ausdrucks nach Gl. (3.23) mit nur einer Grenzschicht pro Frequenzpunkt bei 200 x 200 (= 40000) Stützstellen in der k_x,k_y-Ebene ca. eine Minute Rechenzeit auf der TR 440 - Anlage der Ruhr - Universität Bochum. Es wurde daher im Hinblick auf die Einsparmöglichkeiten an Rechenzeit geprüft, in wieweit die numerische Behandlung des dreidimensionalen Problems lediglich unter Benutzung der ebenen Wellen möglich ist, deren Ausbreitungsvektoren ausschließlich in der E- bzw. H-Ebene (Hauptebenen) liegen.

Nach Chu und Semplak [22] ist zur Berechnung der Abnahme des Antennengewinns in der Fresnelzone [14], [15], [21], [22] eine multiplikative Aufspaltung der für das Nahfeld erforderlichen Korrekturfunktionen in Hauptebenenterme (E- und H-Ebene) möglich. Auch für den hier vorliegenden Fall der Berechnung des Ausdrucks nach Gl. (3.23) konnte anhand numerischer Beispiele gezeigt werden, daß eine näherungsweise multiplikative Aufspaltung in Hauptebenenterme zu Ergebnissen führt, die nur unwesentlich von denen der vollständigen Integration abweichen.

Eine praktische Schwierigkeit bei der numerischen Berechnung des Integrals (3.23) für die vorgegebene Antenne liegt darin, daß die Funktionen $S_\perp(\vec{K})$ und $S_\parallel(\vec{K})$, welche die Anregung ebener

Wellen senkrechter und paralleler Polarisation nach Betrag und Phase in Abhängigkeit von der transversalen Wellenzahl $\vec{K}$ beschreiben, bekannt sein müssen. Eine Berechnung dieser Funktionen durch Lösung des elektromagnetischen Randwertproblems ist äußerst kompliziert und ohnehin nur näherungsweise möglich. Daher erscheint es im vorliegenden Zusammenhang einfacher, sie durch geeignete Messungen und gewisse "a priori" Kenntnisse zu ermitteln.

Beschränkt man sich auf die Berücksichtigung der ebenen Wellen mit $|\vec{K}| < k_o$ (d.h. Vernachlässigung der blindgedämpften Wellen [11]), so besteht zwischen dem Betrag von $S_{\perp,\parallel}(\vec{K})$ und der Fernfeldcharakteristik $C_{\perp,\parallel}$ ein einfacher Zusammenhang (Gl. (3.4)) nämlich

$$\frac{|S_{\perp,\parallel}(\vec{K})|}{|S_{\perp,\parallel}(0)|} = \frac{C_{\perp,\parallel}(\Theta,\Phi)}{\sqrt{\cos\Theta}} \qquad \text{mit} \qquad \sin\Theta = \frac{|\vec{K}|}{k_o} \qquad \tan\Phi = \frac{k_y}{k_x}$$

Die aus der Richtcharakteristik entnehmbare Information ist also nicht vollständig, da eine Aussage über die Phase fehlt.

Im Fall eines Rechteckhornstrahlers kann für den Betrag der Aperturbelegung (Verlauf des Betrages des transversalen Anteils des elektrischen Feldes in der Strahleröffnung) meist mit guter Näherung ein Cosinus - Verlauf entsprechend Gl. (3.19) angenommen werden. Die Phasenbelegung hängt ab vom Öffnungswinkel des Horns und wird oft durch einen parabelförmigen Verlauf approximiert, wobei die Phasendifferenz $\Delta\varphi$ zwischen dem Scheitelpunkt der Parabel (Aperturmitte) und dem Aperturrand ein wichtiger Parameter ist [13], [16], [24], [25]. Eine solche Phasenbelegung hat den Effekt, daß die ansonsten scharf ausgeprägten Minima zwischen der Haupt- und den Nebenkeulen im Richtdiagramm "aufgefüllt" werden [16]. Indem man die Betragsbelegung der Apertur wie oben beschrieben vorgibt und $\Delta\varphi$ mit einer vernünftigen Schrittweite variiert, erhält man rechnerisch (bei Anwendung des FFT - Algorithmus unter Beachtung eventuell auftretender numerischer Fehlereinflüsse [26]) eine Kurvenschar (Abb. 8.1)

mit $\Delta\varphi$ als Parameter. Diese muß nur noch mit dem gemessenen Richtdiagramm in der E- bzw. H-Ebene verglichen werden, um den "passenden" $\Delta\varphi$-Wert und damit die richtige Phasenbelegung zu finden [28]. Abb. 8.2 zeigt den Betrag der zweidimensionalen Fouriertransformierten der Aperturbelegung einer Steghohlleitungshornantenne für den Fall $\Delta\varphi = 100^{\circ}$ [29]. Bei der Berechnung des Reflexionsintegrals in Gl. (3.23) ergab sich erwartungsgemäß, daß die Phasenbelegung auf das Ergebnis für $\Gamma^{e}(j\omega)$ kaum einen Einfluß hat, da sich die Richtcharakteristik in der Nähe der Hauptstrahlrichtung nur geringfügig ändert und sich diese Änderung durch die Normierung auf die Messung an der Metallplatte weitgehend ausgleicht.

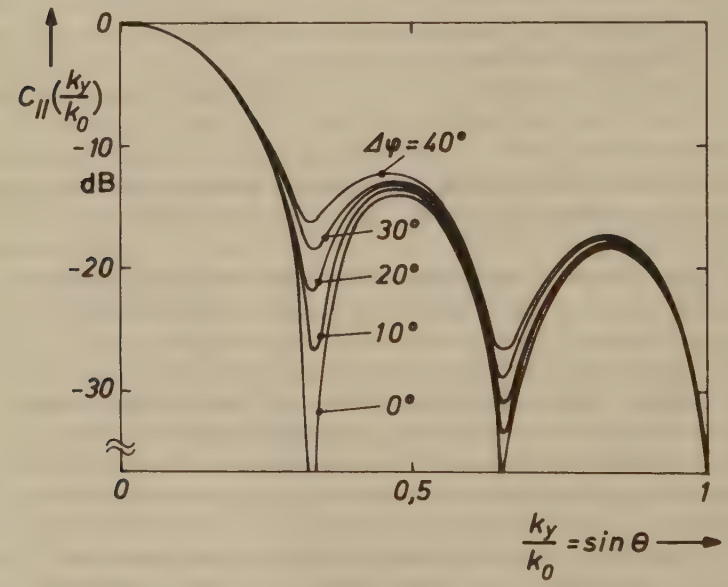


Abb. 8.1 Einfluß der Phasenbelegung auf das Richtdiagramm einer Hornantenne mit den Aperturabmessungen a = 0,2 m und b = 0,14 m
(E-Ebene mit $\phi = 90^{\circ}$; f = 6 GHz)

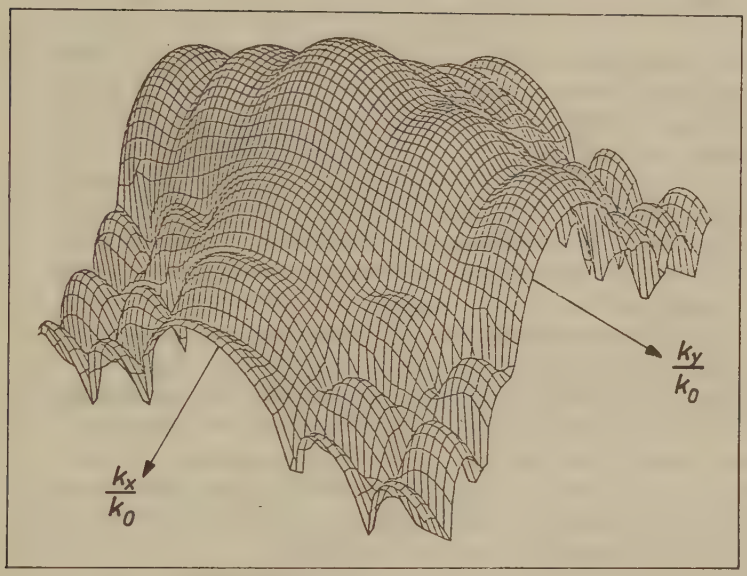


Abb. 8.2 Verlauf des Betrages der zweidimensionalen Fouriertransformierten der Aperturbelegung einer Hornantenne mit den Abmessungen a = 0,2 m und b = 0,14 m bei f = 6 GHz und einer Phasenbelegung mit $\Delta\varphi = 100^{\circ}$

8.2 Flußdiagramme für das direkte und inverse Streuproblem

Ziel der Entwicklung des Rechenprogramms zur Berechnung der Impulsantwort einer dielektrischen Schichtstruktur war die Erstellung eines gut überschaubaren Algorithmus zur möglichst einfachen Simulation der physikalischen Gegebenheiten mit Hilfe einer elektronischen Rechenanlage. Ferner wird dieses Programm als Teil

einer Rechenvorschrift zur Lösung des entsprechenden inversen Streuproblems, nämlich der Bestimmung der Größen d_n und $\varepsilon_{r,n}$ aus $b_D(t)$ verwendet.

Durch die Vorgehensweise im Zeitbereich bei Erregung mit einem δ-Impuls kann die raum - zeitliche Aufteilung der einfallenden Welle verfolgt werden. Die an jeder Grenzschicht stattfindenden Reflexionen und Transmissionen sind charakterisiert durch den Zeitpunkt, die Amplitude und die Richtung der Welle (bei senkrechtem Einfall +z- oder -z-Richtung), sowie einen Faktor, der den Einfluß der Strahlungsdämpfung im Antennenfeld berücksichtigt. Die Energie der auf eine Grenzschicht einfallenden Welle verteilt sich auf einen reflektierten und einen transmittierten Anteil, welcher dann seinerseits mit bekannter Amplitude und zu einem einfach berechenbaren Zeitpunkt (Laufzeit τ_n, vgl. Gl. (4.15)) an der, in der jeweiligen Ausbreitungsrichtung gesehen, nächsten Grenzschicht eintrifft. Hier kann man bei geringem Antennenversatz s die Laufzeit τ_n als näherungsweise übereinstimmend mit dem TEM-Fall (vgl. Koaxialleitung) betrachten und beim Reflexionsfaktor $\rho_{o,n}$ wird nach Gl. (4.14) lediglich der Einfluß der Strahlungsdämpfung berücksichtigt.
Jeder Grenzschicht ist daher ein k-zeiliger Speicher (Grenzschichtspeicher) zugeordnet, der in einer Zeile jeweils Zeitpunkt, Richtung und Amplitude der einfallenden Welle enthält. Vor dem Start des Programms sind alle Amplitudenwerte auf "Null" gesetzt, sowie die Streuzeiten auf "Unendlich" (bzw. 10^{12}). Ein bearbeiteter und daher im weiteren nicht mehr zu berücksichtigender Streuvorgang wird durch Setzung der zugehörigen Streuzeit auf 10^{12} gekennzeichnet. Anschließend wird für alle Grenzschichten abgefragt, ob zu diesem Zeitpunkt noch weitere zu bearbeitende Streuvorgänge, wie es beispielsweise aufgrund von Mehrfachreflexionen der Fall sein kann, vorliegen (vgl. Abb. 8.3) Das Verfahren wird jeweils mit dem Aufsuchen (Abfrage in allen Grenzschichtspeichern) der nächsten Streuzeit fortgesetzt. Die Kriterien zum Programmabbruch bzw. für Vernachlässigungen (Amplitudenschranke) sind aus dem Flußdiagramm (Abb. 8.3) ersichtlich.

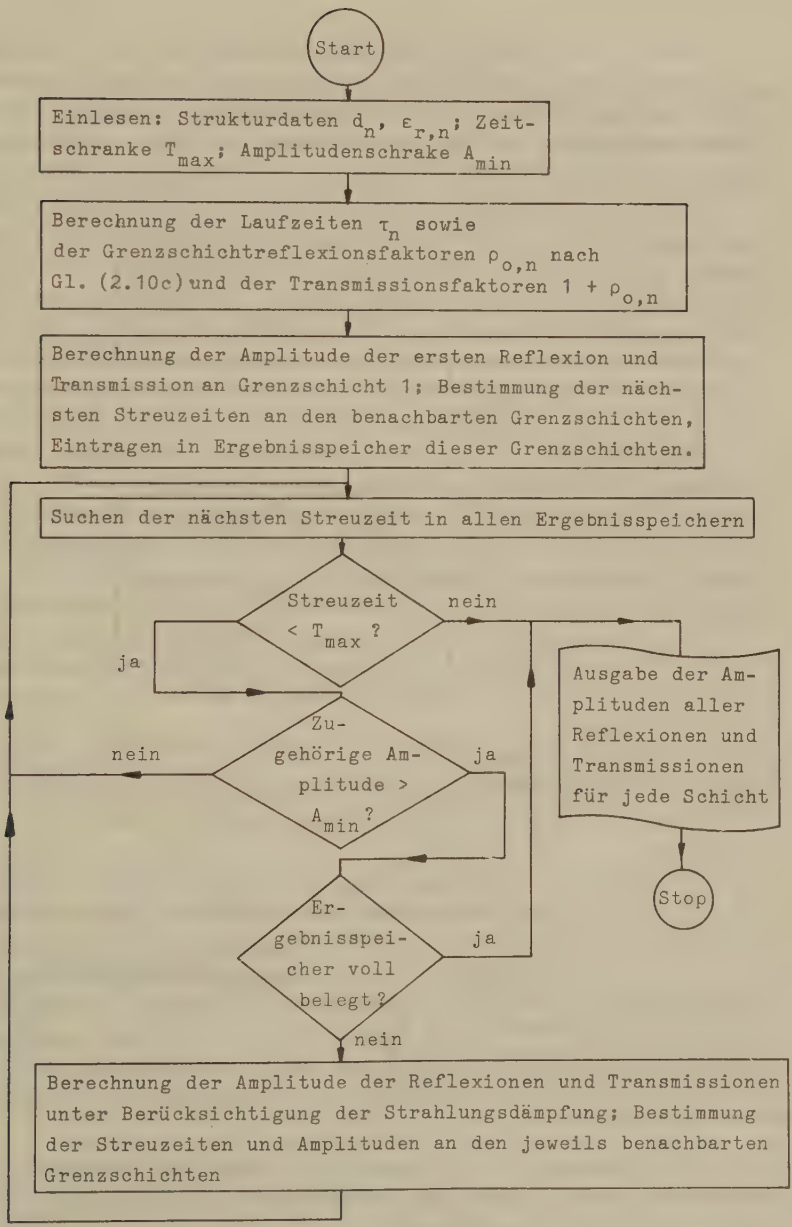


Abb. 8.3 Flußdiagramm für das direkte Streuproblem (bek. Struktur)

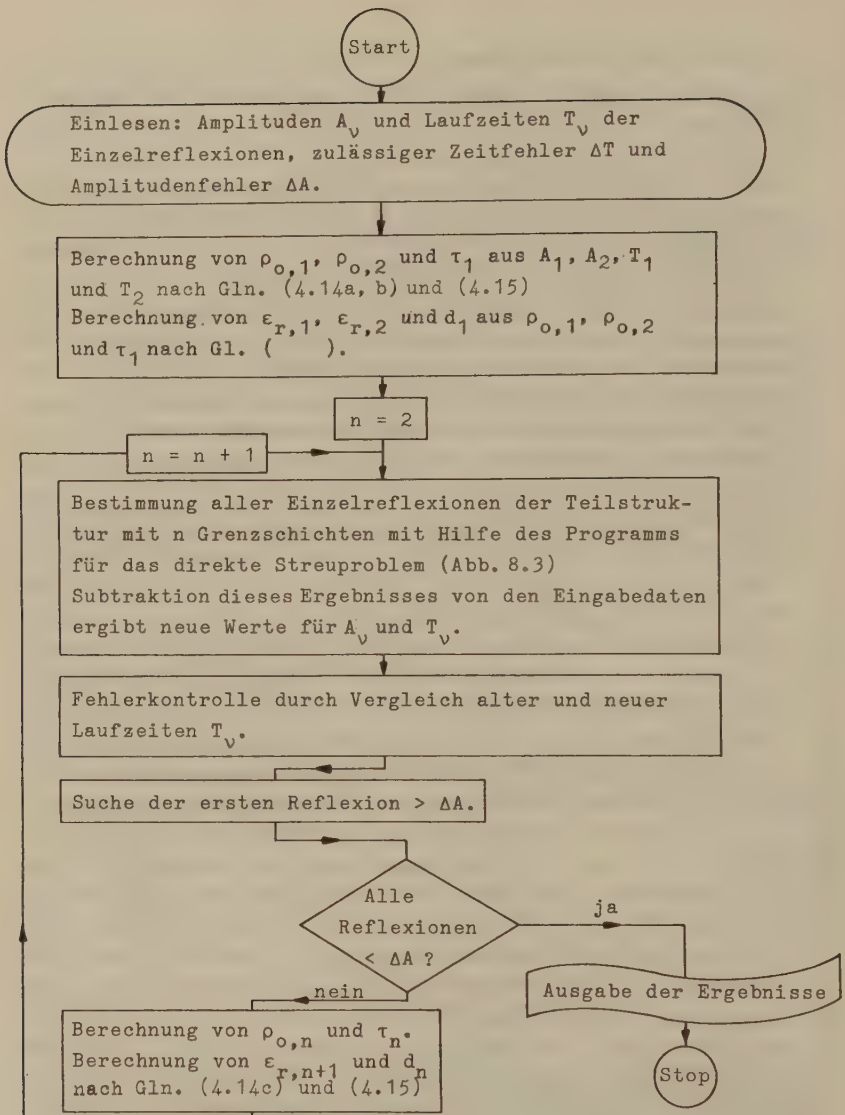


Abb. 8.4 Flußdiagramm zur Bestimmung der Dicken und Dielektrizitätszahlen aus den Amplituden und Laufzeiten der Einzelreflexionen (inverses Streuproblem)

Abb. 8.4 zeigt das vereinfachte Flußdiagramm für das inverse Streuproblem. Hier wird die einfallende Welle und eine gewisse Anzahl von der unbekannten Struktur reflektierter Wellen als gegeben vorausgesetzt. Aus der Amplitude der ersten Reflexion ergibt sich $\varepsilon_{r,1}$ und aus der Laufzeit τ_1 die Dicke d_1 sowie aus der Amplitude der zweiten Reflexion das Verhältnis $\varepsilon_{r,1}/\varepsilon_{r,2}$. Damit sind alle Daten für die erste Schicht mit den sie einschließenden Grenzschichten bekannt und es können die weiteren in dieser Teilstruktur stattfindenden Mehrfachreflexionen unter Verwendung des entsprechenden Programmsegments für das direkte Streuproblem errechnet werden. Die abklingende Impulsfolge der Mehrfachreflexionen wird unter Berücksichtigung vorzugebender zulässiger Zeit- und Amplitudenfehlerbereiche von den Eingabedaten subtrahiert. Sind keine weiteren Schichten vorhanden, ist die verbleibende Differenz gleich Null, andernfalls ist sie Reflexionen an weiteren Grenzschichten zuzuordnen. Das Verfahren wird anschließend sinngemäß fortgesetzt.
Dieses Programm wurde für verschiedene Strukturen auf Meßdaten (Koaxialleitung mit vier Grenzschichten (entsprechend drei Schichten)) sowie auf synthetisierte Daten (Programm für das direkte Streuproblem) mit zehn Grenzschichten mit gutem Erfolg [37] angewendet.

8.3 Bestimmung von Referenzwerten für die Dielektrizitätszahlen der verwendeten Materialproben

Zur Überprüfung der Genauigkeit der im Kapitel 5 beschriebenen Meßverfahren an dielektrischen Platten (Rekonstruktion) ist eine möglichst exakte Kenntnis der dielektrischen Eigenschaften dieser Materialien wünschenswert. Da die aus der Literatur [68] bekannten ε_r-Werte oft nur innerhalb gewisser Toleranzbereiche, abhängig z.B. vom Fertigungsprozeß des betreffenden Stoffes, vorliegen, sind dann eigene Messungen an Materialproben aus derselben Fertigungscharge erforderlich.

Material	Frequenz/GHz	ε_r'	ε_r''
Teflon	9,213	2,01	0,002
Trolitul	9,195	2,50	0,005
Plexiglas	9,194	2,53	0,016
PVC	9,188	2,69	0,019
Pertinax	9,148	3,78	0,283

Tabelle 8.1 ε_r-Werte nach dem Hohlraumresonator-Meßverfahren [69]

Tabelle 8.1 enthält Resultate von $\underline{\varepsilon}_r$-Referenzmessungen nach dem Hohlraumresonatorverfahren im X-Band. Die Materialproben hatten in diesem Fall die Form von Kreiszylindern mit 2mm Durchmesser und ca. 2cm Höhe. Die so gefundenen Ergebnisse weisen, sofern hinreichend geringe mechanische Toleranzen in der Probengeometrie vorliegen, eine hohe Genauigkeit auf.

Um Referenzdaten über einen größeren Frequenzbereich zu erhalten, wurden mechanisch sorgfältig bearbeitete Proben (d = 5 cm) in eine Koaxialleitung eingebracht, die an einer Seite mit dem Wellenwiderstand abgeschlossen war. Der Eingangsreflexionsfaktor dieser Anordnung wurde im Frequenzbereich von 2 - 10 GHz unter Verwendung eines Netzwerkanalysators betragsmäßig gemessen und zur Weiterverarbeitung digitalisiert aufgezeichnet. Aus der transzendenten Gleichung

$$|r(\omega,\varepsilon)| = \left|\frac{Z_{ein}(\omega,\varepsilon) - Z_o}{Z_{ein}(\omega,\varepsilon) + Z_o}\right| \qquad (8.1)$$

ergeben sich bei Annahme von Verlustfreiheit durch numerische Lösung die gesuchten Werte von ε_r (Tabelle 8.2).

Material	Frequenz/GHz									
	2,0	2,8	3,6	4,4	5,2	6,0	6,8	7,6	8,4	9,2
Teflon	1,93	1,99	1,95	1,93	1,99	1,94	1,94	2,06	2,06	1,97
Trolitul	2,33	2,34	2,33	2,34	2,33	2,33	2,70	2,33	2,60	2,52
Plexiglas	2,33	2,92	2,33	2,43	2,33	2,33	2,46	2,33	2,60	2,52
PVC	2,54	2,92	2,53	2,59	2,53	2,54	2,53	2,54	2,59	2,53

Tabelle 8.2 ε_r-Werte aus Frequenzbereichsmessungen in der Koaxialleitung; Probenlänge = 5 cm Auswertung nach Gl. (8.1)

Der Verlauf von $|r(\omega,\varepsilon_r)|$ weist in Abhängigkeit von ω (bei konstantem ε_r und d) periodisch Extremwerte auf. An diesen Stellen vereinfacht sich Gl. (8.1) zu einer algebraischen Gleichung. Es gilt für $|r(\omega_n,\varepsilon_r) = 0$

$$\sqrt{\varepsilon_r} = \frac{n\ c\ 2\pi}{2\ d\ \omega_n} \quad . \tag{8.2}$$

Meßfehler bezüglich der Amplitude von $|r(\omega,\varepsilon)|$ gehen bei der Auswertung von Gl. (8.2) nicht ein, da nur die frequenzmäßige Lage der Reflexionsminima ausgewertet wird. Mit Gl. (8.2) kann daher die Genauigkeit des Auswerteverfahrens nach Gl. (8.1) kontrolliert werden (vgl. Tabelle 8.3).

Schließlich wurden dielektrische Einsätze (d = 15 cm) in einer Koaxialleitung mit Hilfe einer Anordnung nach Abb. 5.12 im Zeitbereich bezüglich ε_r' ausgemessen (vgl. Abb. 5.15). Die so erhaltenen Daten, ausgewertet nach unterschiedlichen Parametern (Amplitude der Reflexion und Laufzeit), sind in Tabelle 8.4 zusammengestellt. Laufzeit und Reflexionsamplituden wurden hier durch einfachen Vergleich von Lage und Höhe der jeweiligen Impulsmaxima (leitungsgebundene TDR) ermittelt. Dabei zeigte sich die Tendenz, daß die Auswertung bezüglich der Laufzeit ε_r-Daten ergibt, die meist besser mit Referenzwerten übereinstimmen als bei der Auswertung von Reflexionsamplituden.

Material	n = Anzahl der Halbwellen in der Materialprobe						
	1	2	3	4	5	6	7
Teflon	1,95	1,95	1,95	1,92			
Trolitul		2,43	2,54	2,49	2,52		
Plexiglas		2,49	2,54	2,53	2,52		
PVC		2,63	2,58	2,59	2,63		
Pertinax		3,52	3,52	3,52	3,52	3,52	
Stycast 7		5,76	5,92	5,88	5,95	5,92	5,89
Stycast 25			11,50	11,80	11,90	12,50	12,90

Tabelle 8.3 ε_r-Werte aus Frequenzbereichsmessungen in der Koaxialleitung (2 - 10 GHz; d = 5 cm) Auswertung nach Gl. (8.2)

Material	1.Reflexions-amplitude Luft/Diel.	2.Reflexions-amplitude Diel./Luft	Laufzeit zwischen erster u. zweiter Refl.
Teflon	1,92	1,99	1,94
Trolitul	2,29	2,48	2,46
Plexiglas	2,47	2,50	2,54
PVC	2,54	2,57	2,62
Pertinax	3,62	wegen Dämpfung	3,99
Stycast 7	5,57	nicht	6,22
Stycast 25	9,59	ausgewertet	12,16

Tabelle 8.4 ε_r-Werte aus Zeitbereichsmessungen in der Koaxialleitung
Probenlänge d = 15 cm

9. Literaturverzeichnis

[1] Wait, J.R.
Electromagnetic Waves in Stratified Media
Pergamon Press, Oxford 1962

[2] Piefke, G.
Feldtheorie I
BI-Wissenschaftsverlag, Mannheim 1974

[3] Mendel, J.M.
Bremmer Series Decomposition of Solutions to the Lossless Wave Equation in Layered Media
IEEE Trans. GE-16 (1978), 103-112

[4] Gemert, M.J.C.
High-Frequency Time-Domain Methods in Dielectric Spectroscopy
Philips Res. Reports 28 (1973), 550-572

[5] Hadley, L.N., Dennison, D.M.
Reflection and Transmission Interference Filters
Journal of the Optical Society of America 37 (1947), 451-465

[6] Hilsum, C.
Infrared Absorption of Thin Metal Films
Journal of the Optical Society of America 44 (1954), 188-191

[7] Heavens, O.S.
Thin Film Physics
Methuen & Co Ltd, London 1975

[8] Caspers, F., Chaloupka, H.
Permittivity Determination Using Time-Filtered Data from Antenna-Near-Field Measurements on Bounded Structures
11th EuMC Conf. Proc. (1981), 188-193

[9] Ryan, C.E., Weaver, E.E., Cown, B.J.
Plane Wave Spectrum Analysis of Near-Field Obstacle Effects on Directive Antenna Patterns
IEEE Trans. AP 25 (1979), 772-778

[10] Kerns, D.M., Dayhoff, E.S.
Theory of Diffraction in Microwave Interferometry
Journal of Research of the NBS B. Mathematics and Mathematical Physics, Vol 64B (1960), 1-13

|11| Simonyi, K.
Theoretische Elektrotechnik
VEB Verlag, Berlin 1971

|12| Collin, R.E., Zucker, F.J.
Antenna Theory I
McGraw-Hill, New York 1969

|13| Kühn, R.
Mikrowellenantennen
VEB Verlag Technik, Berlin 1964

|14| Arsayev, I.Y.
Effect of the Proximity of Receiving and Transmitting Antennas on the Measurement of Dielectric Constant of a Substance
Radio Engineering and Electronic Physics, 15 (1970), 1806-1814

|15| Arsayev, I.Y.
Effect of Distance between Antennas on the Measurement of the Dielectric Constant by the Reflection Method
Radio Engineering and Electronic Physics 16 (1971), 34-42

|16| Silver, S.
Microwave Antenna Theory and Design
McGraw-Hill, New York 1949

|17| Clemmow, P.C.
The Plane Wave Spectrum Representation of Electromagnetic Field
Pergamon Press, Oxford 1966

|18| Kerns, D.M.
Plane-Wave Scattering-Matrix Theory of Antennas and Antenna-Antenna Interaction
National Bureau of Standards NBSIR 78-890 (1978)

|19| Booker, H.G., Clemmow, P.C.
The Concept of an Angular Spectrum of Plane Waves and its Relation to that of Polar Diagram and Aperture Distribution
Journal of IEEE, 97 (1950), 11-17

|20| Fischer, F.A.
Einführung in die statistische Übertragungstheorie
BI-Wissenschaftsverlag, Mannheim 1969

[21] Hunter, J.D., Morgan, I.G.
Near Field Gain Correction for Transmission between Horn Antennas
IEEE Trans. IM 26 (1977), 58-61

[22] Chu, T.S., Semplak, R.A.
Gain of Electromagnetic Horns
BSTJ 44 (1965), 527-537

[23] Joy, E.B., Paris, D.T.
Spatial Sampling and Filtering in Near-Field Measurements
IEEE Trans. AP 20 (1972), 253-261

[24] Baur, K.
Das Phasenzentrum von Aperturstrahlern
AEÜ 9 (1955), 541-546

[25] Dyson, J.D.
Determination of the Phase Center and Phase Patterns of Antennas
Radio Antennas for Aircraft and Aerospace Vehicles
13 No. 11 (1967), 97-117

[26] Ramirez, R.W.
The Fast Fourier Transforms Errors are Predictable therefore Manageable
Electronics 13 (1974)

[27] Nachrichtentechnische Gesellschaft
NTG-Empfehlung 1301
NTZ 22 (1969), 325-330

[28] Sonnenschein, P.
Bestimmung der Elemente einer Mehrtorersatzschaltung für Steghohlleiterhornantennen
Studienarbeit am Institut für Hoch- und Höchstfrequenztechnik der Ruhr-Universität Bochum (1979)

[29] Rohde, T.
Untersuchung des Einflusses von Antennenabstand und Einstrahlwinkel auf das Ergebnis einer Freiraum - Impulsreflexionsmessung am dielektrischen Halbraum
Studienarbeit am Institut für Hoch- und Höchstfrequenztechnik der Ruhr-Universität Bochum (1980)

[30] Huang, T.S.
Two-Dimensional Digital Signal Processing I
Springer-Verlag, Berlin 1981

[31] Harris, F.J.
On the Use of Windows for Harmonic Analysis with the Discrete Fourier Transform
IEEE Proc. 66 (1978), 51-83

[32] Blackman, R.B., Tuckey, J.W.
The Measurement of Power Spectra
Dover, New York 1958

[33] Huang, T.S.
Picture Processing and Digital Filtering
Springer-Verlag, Berlin 1975

[34] Haas, W.H., Lindquist, C.S.
Linear Detection Filtering in the Context of a Least Squares Estimator for Signal Processing Applications
IEEE Proc. Int. Conf. Acoust. Speech Signal Processing (1977), 651-654

[35] Lüke, H.D.
Signalübertragung
Springer-Verlag, Berlin 1975

[36] Caspers, F., Chaloupka, H.
Verfahren zur berührungslosen Bestimmung der Dicke und Dielektrizitätszahl von dielektrischen Schichten und Vorrichtung zur Durchführung des Verfahrens
Deutsches Patentamt, P 2733760

[37] Flacke, J.
Messung der Dielektrizitätszahlen und Dicken dispersions- und verlustarmer dielektrischer Schichtstrukturen mit bandbegrenzten TEM-Impulsen
Diplomarbeit am Institut für Hoch- und Höchstfrequenztechnik der Ruhr-Universität Bochum (1979)

[38] Dechamps, G.A. Cabayan, H.S.
Antenna Synthesis and Solution of Inverse Problems by Regularisation Methods
IEEE Trans. AP-20 (1972), 268-274

[39] Riad, S.M., Nahmann, N.S.
Application of the Homomorphic Deconvolution for the Separation of TDR-Signals Occuring in Overlapping Time Windows
IEEE Trans. IM 25 (1976), 388-391

[40] Arya, V.K., Holden, H.D.
Deconvolution of Seismic Data - An Overview
IEEE Trans. GE-16 (1978), 95-98

[41] Childers, D.G., Skinner, D.P., Klemerait, R.C.
The Cepstrum: A Guide to Processing
IEEE Proc. 65 (1977), 1428-1443

[42] Nicolson, A.M., Cronson, H.M., Mitchell, P.G.
Subnanosecond Risetime Pulse Generators
IEEE Trans. IM 25 (1976), 104-107

[43] Rein, H.M.
Erzeugung variabler Rechteck-Impulse mit
Lawinentransistoren
AEÜ 29 (1975), 389-399

[44] Thielert, R.
Subnanosecond-Pulsgenerator
Electronic Letters 12 (1976), 84-85

[45] Flacke, J.
Messung des Strahlungsverhaltens einer dispersionsarmen
Breitbandhornantenne und Bau einer Impulsformerstufe für
den zur Ansteuerung der Antenne verwendeten Rechteck-
Generator
Studienarbeit am Institut für Hoch- und Höchstfrequenz-
technik der Ruhr-Universität Bochum (1978)

[46] Dubost, G., Zisler, S.
Breitband-Antennen
Oldenbourg-Verlag, München 1977

[47] Walton, K.L., Sundberg, V.C.
Broadband Ridged Horn Design
Microwave Journal 7 (1964), 96-101

[48] Kerr, J.L.
Short Axial Length Broad-Band Horns
IEEE Trans. AP 21 (1973), 710-714

[49] Theodorov, E.A., Gorman, M.R., Rigg, P.R., Kong, N.F.
Broadband Pulse-Optimized Antennas
IEEE Proc. 128 (1981), 124-130

[50] Getsinger, W.J.
Ridge Waveguide Field Description and Application
to Directional Couplers
IRE MTT-10 (1962), 41-50

[51] Chen, T.S.
Calculation of the Parameters of Ridge Waveguides
IRE MTT 5 (1975), 12-17

[52] Pyle, J.R.
The Cutoff Wavelength of the TE-Mode in Ridged Rectangular Waveguides of any Aspect Ratio
IEEE Trans. MTT 14 (1966), 175-183

[53] Cohn, S.B.
Properties of Ridged Waveguides
IRE Proc. 35 (1947), 783-788

[54] Pöschl, K.
Mathematische Methoden in der Hochfrequenztechnik
Springer-Verlag, Berlin 1956

[55] Nordmann, R.
Aufbau eines verlustbehafteten dispersionsarmen Hochpaß-Filters in Steghohlleitungstechnik mit einstellbarer Flankensteilheit
Studienarbeit am Institut für Hoch- und Höchstfrequenz-technik der Ruhr-Universität Bochum (1980)

[56] Ebberg, A.
Aufbau einer Steghohlleitungs-Hornantenne mit integrierter Impulsversteilerungsstufe und einem verlustbehafteten Hochpaßfilter
Studienarbeit am Institut für Hoch- und Höchstfrequenz-technik der Ruhr-Universität Bochum (1980)

[57] Elliott, B.J.
High-Sensitivity Picosecond Time-Domain Reflectometry
IEEE Trans. IM 25 (1976), 376-379

[58] Elliott, B.J.
System for Precise Observations of Repetitive Picosecond Pulse Waveforms
IEEE Trans. IM 19 (1970), 391-392

[59] Caspers, F.
Precision Time-Domain Measurement System
Electronics Letters 16 (1980), 29-30

[60] Andrews, J.R., Gans, W.L.
Pulsed Wavemeter Timing Reference for Sampling-Oscilloscope Calibration
IEEE Trans. IM 24 (1975), 82-83

[61] Hanh, V.H.
Entwurf und Aufbau eines elektronisch steuerbaren Phasenschiebers bei 100 MHz
Studienarbeit am Institut für Hoch- und Höchstfrequnez-technik der Ruhr-Universität Bochum (1978)

[62] Ellerbruch, D.A., Belsker, D.R.
Electromagnetic Technique of Measuring Coal Layer Thickness
IEEE Trans. GE 16 (1978), 126-133

[63] Bergmann, R.
Die Berechnung der Wellenfelder des Steghohlleiters
Dissertation an der Universität Stuttgart (1973)

[64] Klein, A.
Ein Verfahren zur schnellen Bestimmung der komplexen Dielektrizitätskonstante nichtmagnetischer Materialien im Mikrowellenbereich
AEÜ 31 (1977), 501-504

[65] Klein, A.
Untersuchung der dielektrischen Eigenschaften feuchter Steinkohle im Hinblick auf die Anwendbarkeit des Mikrowellenverfahrens zur Wassergehaltsbestimmung
Dissertation an der TH Aachen (1978)

[66] Chaloupka, H., Galka, M., Schlendermann, A.
Determination of Antenna Radiation Pattern from Frequency Domain Measurements in Reflecting Environment
Electronics Letters 15 (1979), 512-513

[67] Sonnenschein, P.
Berechnung und Messung des Einflusses der Antennen-Charakteristik sowie von Antennenausrichtung und -abstand auf das Ergebnis einer Freiraum-Impuls-Reflexionsmessung an unbegrenzten und begrenzten ebenen dielektrischen Schichtstrukturen
Diplomarbeit am Institut für Hoch- und Höchstfrequenztechnik der Ruhr-Universität Bochum (1980)

[68] Hippel, A.R.
Dielectric Materials and Applications
MIT Press Cambridge, MA 1954

[69] Rost, A.
Messung dielektrischer Stoffeigenschaften
Vieweg-Verlag, Braunschweig 1978

Die vorliegenden Untersuchungen entstanden während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Assistent am Institut für Hoch- und Höchstfrequenztechnik der Ruhr-Universität Bochum. Einige Ergebnisse der Studien- oder Diplomarbeiten der Herren R. Block, A. Ebberg, J. Flacke, V. Hanh, R. Nordmann, T. Rohde und P. Sonnenschein, bei deren Betreuung ich mitwirkte, sind in der vorliegenden Arbeit verwendet worden.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Hans Severin für die Förderung und das stete Interesse am Fortgang dieser Arbeit, sowie Herrn Dr. Heinz Chaloupka für zahlreiche wertvolle Diskussionen.

Lebenslauf

Personalien	Name	Friedhelm Caspers
	Geburtsdatum	12.12.1950
	Geburtsort	Bonn
Schulbildung	Volksschule Bonn - Venusberg	1956 - 1960
	Aloisiuskolleg Bad Godesberg	1960 - 1969
Studium	Elektrotechnik / RWTH Aachen	WS 69 - WS 74
	Hauptdiplom	15.4.1975
Berufstätigkeit	Wissenschaftlicher Assistent am Institut für Hoch- und Höchstfreqenztechnik der Ruhr-Universität Bochum	seit 1.7.75